6п2.8
п 693
А

ПРАКТИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ РЕАКТОРОВ

АТОМИЗДАТ · 1965

1224360

T3

КНИГА ДОЛЖНА БЫТЬ
ВОЗВРАЩЕНА НЕ ПОЗЖЕ
УКАЗАННОГО ЗДЕСЬ СРОКА

Колич. предыд. выдач

Тип. «У. Р.». Зак. № 12562

6П2.8
П693

Практическое руководство по экспериментальной физике реакторов

Перевод с английского под редакцией
канд. физ.-мат. наук *В. А. Кузнецова*



АТОМИЗДАТ
МОСКВА 1965

УДК 621.039.51

1224060

A MANUAL OF EXPERIMENTS IN REACTOR PHYSICS

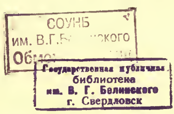
FRANK A. VALENTE

CONTRIBUTING EDITOR
Professor of Nuclear Engineering and Science
Rensselaer Polytechnic Institute

1224360

Prepared under the auspices of
the Division of Technical Information,
United States Atomic Energy Commission





The Macmillan Company, ***New York***
Collier-Macmillan Limited, ***London***

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

В настоящее время ядерная энергетика уверенно вышла из сферы научных поисков в область практического использования ее достижений, которая сейчас уже довольно широка и с каждым годом расширяется все больше. Если еще несколько лет назад она являлась одним из разделов ядерной физики, то теперь стала самостоятельной отраслью техники, требующей привлечения большого круга инженеров и техников самого разного профиля, которые наряду со своей основной специальностью должны знать основы реакторной физики. Основные аспекты этой науки в том или ином виде входят в учебные программы различных институтов и техникумов.

В последние годы в мировой научной литературе появилось большое количество монографий по теории реакторов, начали издаваться учебники по физике и технике реакторов.

Однако наряду с этим чувствуется крайняя необходимость в различного рода учебных пособиях по практике проведения экспериментальных исследований на различных установках с нейтронными источниками. Тем не менее после классической книги Д. Юза «Нейтронные исследования на ядерных котлах», изданной еще в 1953 г., описание методов и практики постановки тех или иных экспериментов по реакторной физике стало достоянием лишь периодической литературы. В то же время с момента выхода книги Д. Юза экспериментальная техника в этой области существенно продвинулась вперед. Так, исследования различных физических характеристик реакторов с помощью импульсных источников нейтронов, не нашедшие отражения в книге Д. Юза, стали сейчас обычными в практике лабораторий, занимающихся реак-

торной физикой, и существенно расширили их возможности.

Предлагаемое читателю «Практическое руководство по экспериментальной физике реакторов», составленное группой сотрудников Ренселлорского политехнического института (РПИ) в США под общей редакцией проф. Ф. Валенте, представляет собой первую попытку создания учебного пособия по лабораторному практикуму курса физики реакторов. Это руководство при его подготовке к печати получило одобрение около 100 колледжей США и представляет несомненный интерес.

Основное содержание руководства состоит в последовательном описании методики 23 опытов, охватывающих определение всех основных параметров, с которыми имеет дело физик-экспериментатор. Этому описанию предпосланы главы, содержащие необходимый минимум теоретических сведений об экспериментах, обсуждаемых в руководстве. Эти сведения представлены в очень сжатой, но достаточной для руководства форме. В конце книги приложен довольно подробный список специальной литературы, обращение к которой поможет читателю более глубоко ознакомиться с заинтересовавшим его вопросом.

При подготовке русского издания руководства к печати редакция сочла целесообразным исключить из него гл. 5, посвященную вопросам радиологии, так как основное содержание этой главы состоит в описании американских дозиметрических приборов и правил обращения с радиоактивными источниками, действующими в США, и не представляет особого интереса.

Редакция сочла возможным исключить также гл. 6, в которой описан порядок организации проведения лабораторных работ, принятый в РПИ. В других главах также опущены некоторые несущественные разделы.

Редакция надеется, что предлагаемое в таком виде руководство будет полезным пособием как для студентов вузов и техникумов, так и для инженеров и физиков, начинающих свою работу в области мирного использования атомной энергии.

Перевод первых трех глав руководства выполнен канд. физ.-матем. наук И. В. Гордеевым, остальных глав — канд. физ.-матем. наук В. П. Ковалевым.

В. А. Кузнецов

ПРЕДИСЛОВИЕ

В течение последних нескольких лет внедрение критических и подкритических ядерных реакторов в колледжи и университеты США и других стран происходило быстрыми темпами. Эти реакторы представляют собой хорошую лабораторную базу для учебных курсов по ядерной физике. Многие колледжи расширили учебные возможности ядерных реакторов, снабдив их пульсирующими источниками нейтронов.

Элементарная теория физики реакторов, как правило, имеет дело с основными принципами, которые могут быть выражены посредством таких параметров, как коэффициент размножения, длина диффузии, возраст Ферми, лапласиан и реактивность. Лабораторные работы, дающие студентам возможность проводить эксперименты по измерению, по крайней мере этих пяти параметров, обеспечивают необходимый практический минимум к лекциям по физике реакторов. Конечно, можно выполнить много других экспериментов в зависимости от программ, принятых институтом, в особенности если использовать пульсирующие источники нейтронов.

Замысел настоящего руководства возник в процессе обсуждения в 1959 г. в КАЭ США программы экспериментов, которые можно выполнить на подкритических ядерных реакторах, сооружаемых в колледжах страны. На основе выработанной программы был написан черновой вариант руководства, копии которого разослали примерно в сто колледжей для ознакомления и обсуждения.

Полученные из колледжей весьма ценные замечания были учтены при подготовке данного руководства.

В гл. 7—9 * руководства описаны двадцать три эксперимента. Эти эксперименты разделены на три группы в соответствии с аппаратурой для их выполнения:

1) эксперименты, требующие только постоянных источников нейтронов;

2) эксперименты, требующие подкритической сборки и постоянного источника нейтронов;

3) эксперименты, требующие сигма-призмы или подкритической сборки и пульсирующего источника нейтронов.

Другие шесть глав дают необходимый минимум теоретических знаний об экспериментах, обсуждаемых в руководстве. В гл. 1 даны элементы статистики. По мнению авторов, это предмет, который трудно переоценить в любой области измерений. Другие главы содержат информацию об элементах теории радиоактивного распада, аппаратуре, технике импульсных источников нейтронов, дозиметрии и служат введением к экспериментам. Эти главы не претендуют на исчерпывающее изложение обсуждаемых вопросов, но, можно надеяться, достаточны для настоящего руководства.

При составлении руководства были рассмотрены, помимо описанных в нем, и другие эксперименты, но они опущены главным образом из-за недостатка времени, необходимого для их разработки. Эти опущенные эксперименты, возможно, будут включены в следующее издание руководства. Опыты по измерениям температурных коэффициентов реактивности (опыт 8—5) * и коэффициента теплового использования нейтронов (опыт 9—7) * посредством пульсирующих источников нейтронов, так же как и с помощью фольг, не были выполнены в нашей лаборатории, хотя они и описаны в руководстве.

В гл. 6, * представляющей собой введение к главам, посвященным экспериментам, описан обычный порядок проведения лабораторных работ, принятый в РПИ (политехнический институт в Ренселлоре). Однако возможно, нуждам других институтов в лучшей степени могут отвечать иные варианты или совершенно другая организация лабораторных работ.

Франк А. Валенте

---

* Практическое руководство по экспериментальной физике реакторов дается в русском издании в сокращенном виде. Гл. 7—9 в этом издании соответствует гл. 5—7, опыт 8—5 и 9—7 — опытам 6—5 и 7—7. Гл. 6 — опущена. — *Прим. редакции.*

ЧАСТЬ I

ОСНОВЫ ТЕОРИИ И ПРАКТИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Глава 1

СТАТИСТИКА СЧЕТА

1—1. Введение

Ядерные реакции по своему характеру являются случайными процессами, в соответствии с этим возможна и их статистическая трактовка.

В 1905 г. вскоре после открытия естественной радиоактивности Е. фон Швейдлер [1,2] показал, что аналитическое описание процесса распада радиоактивного вещества можно получить из вероятностного рассмотрения процесса независимо от механизма атомного распада.

На основе нескольких простых предположений он получил выражение

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t}, \qquad (1.1)$$

где N_0 — число атомов радиоактивного вещества в момент времени $t=0$; e — основание натурального логарифма; λ — постоянная распада; t — любой момент времени, к концу которого осталось N атомов после распада.

1—2. Плотность распределения

При экспериментальных наблюдениях скорость спада определенных величин предполагается следующей некоторому закону, управляющему плотностью распределения наблюдаемых величин. Имеется несколько таких законов и среди них наиболее важными являются биномиальная, пуассоновская, нормальная плотности распределений и плотность распределения интервалов.

Эти распределения выводятся из мультиномиальной теоремы вероятности.

1—2.1. Мультиномиальное распределение. Мультиномиальная теорема может быть записана как

$$(p_1 + p_2 + \ldots + p_k)^n = 1. \qquad (1.2)$$

Члены $p_1, p_2, \ldots, p_k$ — вероятности появлений событий типа $1, 2, \ldots, k$ соответственно; n — число испытаний или наблюдений, сделанных в ходе испытаний.

Если $x_1, x_2, \ldots, x_k$ представляют собой числа, показывающие сколько раз могут наблюдаться случаи типа $1, 2, \ldots, k$, то вероятность наблюдения случаев $1, 2, \ldots, k$ точно $x_1, x_2, \ldots, x_k$ раз в n испытаниях дается с помощью общего члена уравнения (1.2):

$$P(x_1, x_2, \ldots, x_k) = \frac{n}{x_1!\, x_2! \ldots x_k!} \prod_{i=1}^{k} p_i^{x_i}. \qquad (1.3)$$

Уравнение (1.3) называется мультиномиальной функцией вероятности или законом вероятности.

Элементарной иллюстрацией его применения является, например, следующее. Если мы желаем узнать, какова вероятность появления очка (случай типа 1) четыре раза в четырех последовательных бросаниях игральной кости, то мы рассуждаем следующим образом.

Поскольку

$$x_1 + x_2 + x_3 + x_4 + x_5 + x_6 = 4,$$

то

$$x_2 = x_3 = x_4 = x_5 = x_6 = 0$$

и соответствующие подстановки в уравнении (1.3) дают:

$$P(4, 0, 0, 0, 0, 0) = \left(\frac{4!}{4!\,0!\,0!\,0!\,0!\,0!}\right) \times$$

$$\times \left[\left(\frac{1}{6}\right)^4 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \left(\frac{1}{6}\right)^0 \left(\frac{1}{6}\right)^0\right] = \frac{1}{1296}.$$

1—2.2. Биномиальное распределение. Биномиальная функция распределения следует из биномиальной теоремы вероятности, которая является частным случаем

мультиномиальной теоремы, т. е. случаем, предполагающим рассмотрение только двух альтернатив, а не трех или больше:

$$(p_1 + p_2)^n = 1. \tag{1.4}$$

Если бином разложить (согласно Хогбену [3], идея такого подхода принадлежит Омару Хайяму), то получим функцию распределения:

$$\frac{p_1^n}{0!} + \frac{n \cdot p_1^{n-1}\, p_2^1}{1!} + \frac{n\,(n-1)\, p_1^{n-2}\, p_2^2}{2!} + \ldots + \\ + \frac{(n'/r')\, p_1^r\, p_2^{n-r}}{(n-r)\,!} + \ldots + \frac{p_2^n}{0!} = 1. \tag{1.5}$$

Очевидно, что $p_2 = 1 - p_1$ (часто эту величину обозначают буквой q).

Члены в уравнении (1.5) интерпретируются следующим образом.

Рассмотрим первый член выражения (1.5):

$$P(n) = \frac{p_1^n}{0}. \tag{1.6}$$

В этом случае $P(n)$ есть вероятность того, что в n испытаниях случаи 1 и 2 будут получаться n и нуль раз соответственно.

Например, если монета бросается n раз, то $P(n)$ — вероятность того, что орел выпадет точно n раз, а решка — ни разу. В более общем виде любой член

$$P(r) = \frac{(n!/r!)\, p_1^r\, p_2^{n-r}}{(n-r)\,!} \tag{1.7}$$

имеет смысл вероятности того, что в n испытаниях случаи 1 и 2 будут получаться r и $n - r$ раз соответственно.

Уравнение (1.7) * известно как **биномиальная функция вероятности** или **биномиальный закон вероятности**. Это выражение является частным случаем уравнения (1.3).

---

* Или общий член биномиального разложения.

Сумма последовательности $n-r+1$ членов биномиального разложения, представленная уравнением (1.5), может быть записана в виде

$$F(r) = p_1^n + np_1^{n-1}p_2^1 + \frac{n(n-1)p_1^{n-2}p_2^2}{2!} + \ldots + \frac{(n!/r!)\,p_1^r p_2^{n-r}}{(n-r)!}. \qquad (1.8)$$

Здесь $F(r)$ — вероятность того, что событие 1 будет наблюдаться самое большее n раз или самое меньшее r раз в n испытаниях. С другой стороны, сумма последовательности членов от общего члена до $p_2{}^n/0!$, записанная как

$$\frac{(n!/r!)\,p_1^r p_2^{n-r}}{(n-r)!} + \ldots + \frac{p_2^n}{0!},$$

выражает вероятность того, что случай 1 будет наблюдаться самое большее r раз или самое меньшее нуль раз в n испытаниях.

Биномиальное распределение применимо к тем событиям, в которых полное число испытаний, так же как и числа появлений событий 1 и 2, является целым. Поэтому данное распределение применимо к ядерным взаимодействиям и к ядерным превращениям, происходящим в результате радиоактивного распада.

Однако в последнем случае необходимо, чтобы $p_1=\text{const}$ в течение времени наблюдения и $P(r)$ было возможно ближе к истинной вероятности, количество радиоактивного вещества должно оставаться существенно неизменным в течение времени наблюдения. При этих условиях форма уравнения (1.7) в применении к радиоактивному веществу будет иметь вид

$$P(r) = \frac{N_0!\,p_1^r p_2^{N_0-r}}{r!\,(N_0-r)!}, \qquad (1.9)$$

где $P(r)$ — вероятность наблюдения точно r распадов (т. е. r случаев сорта 1) в некоторый момент времени t, исходя из N_0 радиоактивных атомов в момент времени $t=0$. Экспериментально r должно было бы непосредственно соответствовать счету, получаемому в некоторый

момент времени t с помощью, например, счетчика Гейгера — Мюллера.

Имеется много таких случаев, когда величины в уравнениях (1.7) или (1.9), требуемые для оценки $P(r)$, не очень доступны, если вообще доступны измерениям. В случае радиоактивного распада, например, только изолированное число распадов r, происходящих в континууме времени t, вообще измеримо.

В соответствии с этим уравнения (1.7) или (1.9) не могут быть использованы для оценки $P(r)$. При таких условиях может быть использовано пуассоновское распределение или закон малых чисел, который получается из биномиального распределения.

1—2.3. Распределение Пуассона. Пуассоновское распределение является предельным значением биномиального распределения, когда p_1 очень мало, а n стремится к бесконечности. Для практического применения это положение может быть выражено следующим образом.

Если p_1 очень мало, а n — велико и если среднее или ожидаемое значение $(m = p_1 n)$ остается существенно постоянным от испытания к испытанию, то для $n \gg m$ и $n \gg r$ уравнение (1.7) будет очень близко к пуассоновской функции вероятности, а именно:

$$P(r) = \frac{m^r e^{-m}}{r!} = \frac{(np_1)^r e^{-p_1 n}}{r!}. \qquad (1.10)$$

При больших значениях $r!$ может быть приближенно разложено по теореме Стирлинга *:

$$r! = (\sqrt{2\pi r})\, r^2 e^{-r}\left(1 + \frac{1}{12r} + \frac{1}{288r^2} - \frac{139}{51840r^3} + \ldots\right);$$
$$r! \geqslant (\sqrt{2\pi r})\, r^2 e^{-r}. \qquad (1.11)$$

В последнем уравнении ошибка будет меньше 10% даже для столь малого факториала, как 1!. В пределе $r = \infty$:

$$(r! e^r / r^2 \sqrt{r}) = \sqrt{2\pi}.$$

Уравнение (1.10), или пуассоновское распределение, применимо ко всем случайным процессам, подчиняющим-

* Edwards J. Treatise on Integral Calculus. Chelsed publishing. Co. New York, 1954, pp. 66, 75.

ся указанным выше ограничениям. Например, его применяют почти во всей экспериментальной ядерной физике, так же как и во многих других разнообразных случаях, начиная от проектирования телефонных распределительных щитов и кончая оценкой числа ежегодных потерь в германской кавалерии, происходящих вследствие лягания лошадей. Для определения $P(r)$ в таких случаях необходимо знать только среднее значение.

Две простые иллюстрации применения пуассоновской функции вероятности даются ниже.

1. Требуется определить эффективность счетчика Гейгера — Мюллера для детектирования ионизирующей частицы при следующих условиях. Ионизирующими частицами являются электроны высокой энергии с потерей энергии на единицу пути $dE/dx=340$ *эв/см* в счетчике, заполненном аргоном под давлением 10 *мм рт. ст.* Средняя энергия для образования пары ионов в аргоне $w=27$ *эв* на пару ионов. Расстояние d, проходимое в счетчике, равно в среднем около 0,5 *см.*

Эффективность счетчика может быть рассчитана следующим образом. Среднее число пар ионов, образующихся на расстоянии d в пределах активного объема счетчика, равно m:

$$m=\left|-\frac{dE}{dx}\right|\frac{d}{w}=\frac{340\cdot 0{,}5}{27}=6{,}5,$$

тогда $P(r)=\dfrac{m^r\,e^{-m}}{r!}$ и $P(0)=6{,}5^0e^{-6{,}5}/0!=0{,}0015$—вероятность того, что будет произведено точно нуль пар ионов на расстоянии 0,5 *см.* Эффективность, или вероятность того, что пары ионов будут образованы на указанном выше участке 0,5 *см,* равна

$$E=1-P(r)=1-e^{-6{,}5}=0{,}9985.$$

2. В очень большом городе в среднем 10 смертей происходит от заболевания раком. Какова вероятность того, что в какой-либо из дней вследствие этой причины произойдет точно 3 смерти?

$$P(3)=\frac{10^3e^{-10}}{3!}=\frac{10^3\cdot 0{,}000045}{6}=0{,}0075.$$

Интересная особенность уравнения (1.10) проявляется тогда, когда аналитически проверяется следующее выражение:

$$e^{-m}e^{m} = 1 = e^{-m}\left(\frac{1}{0!} + \frac{m}{1!} + \frac{m^2}{2!} + \ldots + \frac{m^r}{r!} + \ldots\right). \quad (1.12)$$

Ясно, что общий член произведения $\frac{m^r \ e^{-m}}{r!}$ идентичен с $P(r)$ из уравнения (1.10).

Пуассоновское распределение обладает интересными свойствами, среди которых имеются следующие. Как показано на рис. 1.1, для него характерен вид асимметричной гистограммы, существенно смещенной в область малых значений, при относительно малых n и m.

В частности, если среднее значение целое, то вероятность наблюдения значения величины, на единицу меньшего, чем среднее $(r=m-1)$, является такой же, как вероятность наблюдения значения величины среднего $(r=m)$.

Однако когда значение n увеличивается, то, несмотря на малые p, асимметрия кривой распределения уменьшается и приближается к нормальному распределению. Тем не менее для $1<m<10$ пуассоновское распределение не очень хорошо аппроксимируется нормальным или биномиальным распределениями. Для многих случаев приближение удовлетворительно: для $n \gtrsim 25$ и $np \gtrsim 5$. Даже при целых значениях r величина m может иметь любое значение, и пуассоновское распределение имеет только один параметр m. Среднеквадратичная ошибка пуассоновского распределения σ равна $\sqrt{m}$, в то время как в биномиальном и нормальном распределениях σ и m являются независимыми параметрами.

Наконец, все интервалы в пуассоновском распределении являются независимыми.

Для случая радиоактивного распада пуассоновское распределение может быть записано в виде

$$P(r) = \frac{(N_0\lambda t)^r \, e^{-N_0\lambda t}}{r!}. \quad (1.13)$$

В этой форме закон удовлетворительно выполняется для значений N_0, меньших 100, и для вероятностных значений λt, больших 0,01.



Рис. 1.1. Число интервалов в зависимости от числа α-частиц на интервал:

1 — теоретическая модель; *2* — наблюдаемая гистограмма; *3* — предсказанная гистограмма.

Как упоминалось выше, вероятность наблюдения значения $r=N_0\lambda t-1$ равна вероятности наблюдения значения $N_0\lambda t$ в континууме времени t. Асимметрия кривой распределения становится тем меньше, чем последовательно больше становится среднее значение $N_0\lambda t$. Все указанные выше символы сохраняют их прежние значения, т. е. N_0 — начальное число радиоактивных атомов и λ — вероятность распада в единицу времени. В согласии с этим $N_0\lambda t$ соответствует среднему значению (m или $\bar{r}$) и в терминах простой статистики:

$$s=\sqrt{N_0\lambda t}=\sqrt{\bar{r}}.$$

Иллюстрацией изложенного является рис. 1.1, на котором графически представлены данные радиоактивного распада, опубликованные Розерфордом и Гейгером [2]. Эти данные сведены в табл. 1.1. Сплошная линия гистограммы представляет наблюдаемые значения, пунктирная — ожидаемые значения согласно гипотезе, что распределение пуассоновское.

Для удобства кривая распределения по теоретической модели вычерчена как сплошная непрерывная линия. Стандартные ошибки нанесены также на чертеже. Видно хорошее совпадение данных теории и эксперимента.

1—2.4. Нормальное распределение. Нормальное распределение, являясь наиболее важным в теории и практике статистического анализа, имеет предельную форму биномиального закона вероятности, когда p_1 равно $^1/_2$ и n стремится к бесконечности. При этом распределении дискретная, или разрывная, переменная r, рассматриваемая в предыдущих распределениях, играет роль непрерывной переменной. Соответственно, если n очень велико, то биномиальное распределение может быть адэкватно аппроксимировано нормальным распределением для многих физических проблем. Преимуществом использования нормального распределения является то, что оно может быть представлено в аналитической форме.

Основы закона случайности были заложены главным образом Паскалем, Ферми, Лапласом и де Муавром. На него иногда ссылаются как на «гауссовскую кривую ошибок», однако это ошибочно, так как еще до получения этого закона Гауссом он был найден Лапласом и де Муавром.

Таблица 1.1

Сгруппированные данные по α-распаду (по данным Резерфорда и Гейгера [2])

Число атомов распадающихся в один интервал времени, равный 1/8 *мин*	Наблюдаемое число интервалов N_i со среднеквадратичной ошибкой $\sqrt{N_i}$, в которые распались r_i атомов	r_iN_i	Теоретическое число интервалов времени $N_i\,t$, в которые распались r_i атомов*
0	37±7,5	0	54
1	203±14,2	203	210
2	383±19,6	766	407
3	525±22,9	1 575	525
4	532±23,1	2 128	508
5	408±20,2	2 040	394
6	273±16,5	1 638	254
7	139±11,8	973	140
8	45±6,7	360	68
9	27±5,2	243	29
10	10±3,2	100	11
11	4±2,0	44	4
12	0±0,0	0	1
13	1±1,0	13	1**
14	1±1,0	14	1
Полное	2608	10 097	2608

$$\bar{r} = \sum_i r_i N_i \Big/ \sum_i N_i = 10097/2698 = 3,87,\ N_i t = NP(r_i) = 2608\cdot 3,87^{r_i}\times$$
$$\times e^{-3,87}/r_i!$$

* Резерфорд и Гейгер использовали целые числа.
** В оригинальной статье эта величина равна 4.

Нормальное распределение имеет два характеристических параметра: m — среднее значение распределения и σ — дисперсия или среднеквадратичное отклонение, которое в старой литературе часто называется ш т а н д а р т о м или с р е д н е й о ш и б к о й отдельного наблюдения. Значение σ описывает разброс отклонений распределения $r_i - m$ от среднего m, и оно должно быть положительным. В терминах этих параметров нормальный закон вероятности может быть записан в дифференциальной форме:

$$dP(r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(r-m)^2}{2\sigma^2}\right] dr = p(r)\,dr. \quad (1.14)$$

Это можно также записать в слегка измененной форме:

$$p(r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(r-m)^2}{2\sigma^2}\right]. \qquad (1.15)$$

Уравнение (1.14) выражает вероятность нахождения величины непрерывной переменной r в пределах r и $r+dr$. Уравнение (1.15) выражает величину, часто называемую плотностью вероятности, поскольку она дает вероятность на единицу расстояния (на единицу площади или единицу объема). Интегральная форма уравнения (1.14) дает $P(r_1 \leqslant r \leqslant r_2)$ — вероятность нахождения величины непрерывной переменной r между конечными пределами r_1 и r_2.

Нормализующим фактором является $1/\sigma\sqrt{2\pi}$, т. е. постоянная, введенная для того, чтобы сделать всю площадь под кривой равной единице.

Если $r \gtrsim 100$ и $|N_0\lambda t - r| \ll N_0\lambda t$, то форма уравнения (1.15) в применении к радиоактивному распаду будет иметь вид

$$p(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N_0\lambda t}} \exp\left(-\frac{(N_0\lambda t - \bar{r})^2}{2N_0\lambda t}\right), \qquad (1.16)$$

где

$$m = N_0\lambda t \quad \text{и} \quad \sigma^2 = m.$$

Анализ уравнения (1.15) показывает, что для табулирования значений $p(r)$ надо приготовить серию таблиц для различных значений m и σ. В то же время желательно иметь одну таблицу, а не несколько; этого можно достичь, переходя к новой переменной:

$$z \equiv \frac{r-m}{\sigma}$$

или

$$t \equiv \frac{r-\bar{r}}{s}.$$

Такая замена приводит к так называемой стандартной форме нормального распределения:

$$p(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2}.$$

Государственная публичная библиотека им. В. Г. Белинского г. Свердловск

Обменный фонд им. В. Г. Белинского СОУНБ

1224360

Стандартизованная переменная z имеет нулевое среднее значение и единичную дисперсию. Другими словами, переменная z выражает отклонение измерения r от его среднего m в терминах среднеквадратичного отклонения σ.

Вся кривая для какого-нибудь нормального распределения однозначно определяется, если известны m и σ; другими словами, для любой данной пары значений m

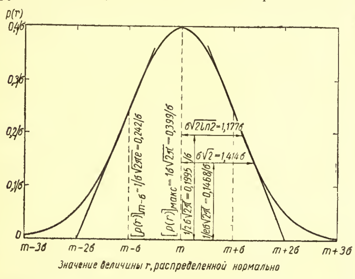


Рис. 1.2. График нормального закона вероятности между точками $r=m-3\sigma$ и $r=m+3\sigma$.

и σ имеется только одна кривая нормального распределения.

На рис. 1.2 показан график уравнения (1.15) между точками $r=m-3\sigma$ и $r=m+3\sigma$. Некоторые, наиболее существенные, свойства нормального распределения описаны ниже.

а. Максимум плотности вероятности. Уравнение (1.15) показывает, что максимальное значение функция $p(r)$ приобретает тогда, когда $r=m$ и значение плотности вероятности в этой точке равно:

$$[p(r)]_{\text{макс}} = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} = \frac{0{,}399}{\sigma}.$$

б. Точки перегиба. Беря вторую производную от $p(r)$ уравнения (1.15) по r и приравнивая эту производную нулю, получим точки перегиба при $r=m\pm\sigma$. Значение плотности вероятности $p(r)$ в этих точках будет равно:

$$[p(r)]_{r=m\pm\sigma}=\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}=\frac{0{,}242}{\sigma}.$$

в. Полуширина на половине максимума. Из уравнения (1.15) те точки, где плотность вероятности равна половине от максимального значения плотности вероятности, находятся при $r=m\pm\sigma\sqrt{2\ln 2}$.

Полуширина на половине максимума равна $\sigma\sqrt{2\ln 2}$ или $1{,}177\sigma$.

г. Значение полуширины при величине 1/e от максимума. Как следует из уравнения (1.15), точки, где плотность вероятности равна 1/e от максимального значения плотности вероятности, находятся при $r=m\pm\sigma\sqrt{2}$.

Полуширина при 1/e от максимума равна $\sigma\sqrt{2}$ или $1{,}414\sigma$.

д. Максимальный наклон. Это наклон в точках перегиба, который определяется из оценки производной $p(r)$ по r в точках $r=m\pm\sigma$.

Максимальный наклон равен $1/\sigma^2\sqrt{2\pi e}$ или $0{,}242/\sigma^2$.

е. Пересечения с линиями максимального наклона. Касательная к кривой нормального распределения в точках перегиба пересекает ось r при $r=m\pm2\sigma$.

1—2.5. Распределения интервалов. Иногда необходимо знать распределения длин (интервалов времени) или расстояний между последовательными событиями, происходящими в результате случайных процессов и при постоянной скорости b событий в секунду. В таких случаях используют закон распределения интервалов, который выводится из пуассоновского распределения, но в отличие от последнего не рассматривает все интервалы как независимые. Пуассоновский закон вероятности дается уравнением (1.10):

$$P(r)=\frac{m^r}{r!e^m}.$$

Вероятность отсутствия событий ($r=0$) в интервале времени t, в течение которого должно ожидаться среднее число их bt, находится из выражения

$$P(0)=\frac{(bt)^0\,e^{-bt}}{0!}. \qquad (1.17)$$

Вероятность наблюдения событий между t и $t+dt$ равна bdt, и комбинированная вероятность того, что нет события в течение времени t и что событие будет иметь место именно между t и $t+dt$, равна

$$e^{-bt}bdt. \qquad (1.18)$$

Это выражение является также вероятностью $dP(t)$ того, что данный интервал времени будет лежать между t и $t+dt$ для равномерного распределения, подчиняющегося пуассоновскому распределению случайных событий

Таким образом,

$$dP(t)=e^{-bt}bdt. \qquad (1.19)$$

Очевидно, что короткие интервалы времени имеют более высокую вероятность появления, чем длинные интервалы времени.

Для большого числа интервалов N_0' * число интервалов N', каждый из которых больше времени t_1, но меньше некоторого времени t_2, определяется выражением:

$$N'=N_0'(e^{-bt_1}-e^{-bt_2}). \qquad (1.20)$$

Например, если t_2 стремится к бесконечности, то $N_0'e^{-bt_1}$ будет числом временных интервалов, больших, чем любое время t_1, и для среднего времени $\tau={}^1/_b$ это будет $N_0'e^{-1}$. В другом крайнем случае, когда t_1 стремится к нулю, $N_0'(1-e^{-bt_2})$ будет числом временных интервалов, каждый из которых короче любого временного интервала t_2.

* См. [4].

1 — 3. Некоторые параметрические характеристики статистических данных

1—3.1. Пробы и совокупности. Некоторые из наиболее важных идей статистики рассматриваются в терминах проб и совокупностей. Проба может быть определена как ряд измерений или наблюдений, который образует случайную часть от значительно большего ряда возможных измерений или наблюдений. Значительно больший ряд возможных наблюдений, из которого берется случайная проба, называется с о в о к у п н о с т ь ю. Если совокупность содержит в себе очень большое (но тем не менее конечное) число возможных наблюдений, то она называется к о н е ч н о й с о в о к у п н о с т ь ю.

Если, с другой стороны, совокупность бесконечно велика, так что возможное число наблюдений неисчерпаемо, то тогда она именуется как б е с к о н е ч н а я с о в о к у п н о с т ь.

Пробы и совокупности могут быть описаны с помощью величин, известных как статистические параметры. Наиболее важными из них являются выборочное среднее $\overline{r}$, математическое ожидание совокупности (среднее значение) μ, стандартное отклонение пробы (среднеквадратичное отклонение от среднего) s и стандартное отклонение (рассеяние) совокупности σ.

Статистические параметры $\overline{r}$ и s используются для оценок соответствующих параметров совокупности, из которой берется случайная проба или пробы, в то время как точные оценки μ и σ для всей совокупности используются редко, если это вообще практически возможно. Формальные определения этих параметров даны в следующих разделах.

1—3.2. Средние значения совокупностей. Для бесконечной совокупности теоретические средние μ даются с помощью следующих соотношений.

Если переменная r дискретна, то

$$\mu \equiv \frac{\sum\limits_{i=-\infty}^{\infty} r_i p(r_i)}{\sum\limits_{i=-\infty}^{\infty} p(r_i)} = \sum_{i=\infty}^{\infty} r_i p(r_i)^*. \qquad (1.21)$$

* При условии $\sum\limits_{i=\infty}^{\infty} p(r_i) = 1$. — *Прим. пер.*

Если переменная r непрерывна, то

$$\mu \equiv \frac{\int_{-\infty}^{\infty} rp(r)\,dr}{\int_{-\infty}^{\infty} p(r)\,dr} = \int_{-\infty}^{\infty} rp(r)\,dr^{*}. \qquad (1.22)$$

Разумеется, если совокупность конечна, то и используемые пределы конечны.

1—3.3. Дисперсия совокупностей. Для бесконечной совокупности теоретические дисперсии даются следующими соотношениями.

Если переменная r дискретна, то

$$\sigma^2 \equiv \frac{\sum_{i=\infty}^{\infty} (r_i-\mu)^2 p(r_i)}{\sum_{i=-\infty}^{\infty} p(r_i)} = \sum_{i=-\infty}^{\infty} (r_i-\mu)^2 p(r_i). \quad (1.23)$$

Если переменная r непрерывна, то:

$$\sigma^2 \equiv \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (r-\mu)\,p(r)\,dr}{\int_{-\infty}^{\infty} p(r)\,dr} = \int_{-\infty}^{\infty} (r-\mu)^2 p(r)\,dr. \quad (1.24)$$

Для конечных совокупностей используемые пределы конечны. Конечные результаты, данные в уравнениях (1.21) — (1.24), следуют из того, что интегралы и суммы плотностей вероятности принимаются равными 1.

1—3.4. Средние значения, дисперсия и рассеяние проб. В общем случае средние значения, дисперсии и рассеяния совокупностей, обозначаемые греческими буквами μ, σ^2 и σ, не могут быть получены точно. Следовательно, для того чтобы создать теоретическую модель, с которой можно было бы сравнивать пробы при исследовании,

* При условии $\int_{-\infty}^{\infty} p(r)\,dr = 1$. — *Прим. ред.*

надо произвести оценку статистических параметров, требуемых для определения этой теоретической модели.

Например, если для теоретической модели предполагается возможным применение нормального закона вероятности, то должны быть оценены и μ и σ. В случае пуассоновского закона вероятности необходимо оценить только μ. Эти параметры могут быть получены также из других источников: например, из результатов многочисленных экспериментов по обнаружению определенных совокупностей или из значений, предполагаемых «идеальными». В отсутствие такого опыта или стандартов наилучшие оценки этих параметров могут быть получены из наблюдений или измерений, сделанных на пробах, случайно выделенных из изучаемых совокупностей.

а. Выборочное среднее $\bar{r}$

$$\bar{r} = \sum_{i=1}^{n} \frac{r_i}{n} \tag{1.25}$$

дает наилучшую оценку математического ожидания:

$$\mu \approx \bar{r}. \tag{1.26}$$

б. Дисперсия пробы s^2 будет:

$$s^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^{n} (r_i - \bar{r})^2 \tag{1.27}$$

или

$$s_1^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n} (r_i - \bar{r})^2. \tag{1.28}$$

В соответствии с рассмотрением, проведенным Арлеем и Бахом [5], использование одного из двух уравнений (1.27) или (1.28) является делом вкуса; в общем случае преимущество оказывается за уравнением (1.27). Относительно этого Давид [6] высказывается следующим образом: «(Стандартное отклонение)^2, s^2 (s_1^2 в нашем руководстве) определяется, как указано выше, и ничто не может изменить его. Если, однако, мы желаем рассчитать для пробы величину, которая будет служить в качестве оценки квадрата стандартного отклонения в сово-

купности, то мы рассчитываем s_e^2 (s^2 в нашем руководстве). Для нас стало обычным говорить о σ^2 — квадрате стандартного отклонения совокупности, как о дисперсии совокупности, и о s_e^2 — как о дисперсии пробы».

в. Рассеяние пробы или стандартную ошибку легко найти из выражения

$$s = \sqrt{\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(r_i - \bar{r})^2} \,. \qquad (1.29)$$

Наилучшей оценкой рассеяния совокупности σ будет:

$$\sigma \approx s. \qquad (1.30)$$

Бывают случаи, когда более желательна следующая модификация (усовершенствование) рассеяния для несгруппированных данных:

$$\sqrt{\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(r_i - \bar{r})^2} = \sqrt{\frac{n}{n-1}\left[\sum_{i=1}^{n}\frac{r_i^2}{n} - \left(\sum_{i=1}^{n}\frac{r_i}{n}\right)^2\right]}.$$

В этом примере непосредственное знание среднего $\bar{r}$ не требуется. Рассмотренные здесь две оценки μ и σ (а именно $\bar{r}$ и s), которые только что были получены, являются, в свою очередь, случайными переменными. В соответствии с этим может быть оценена точность $\bar{r}$ и s расчетом их соответствующих рассеяний.

г. Рассеяние выборочного среднего $\sigma_{\bar{r}}$ найдем из выражения

$$\sigma_{\bar{r}} \equiv \frac{\sigma}{\sqrt{n}}. \qquad (1.31)$$

Наилучшая оценка $\sigma_{\bar{r}}$ равна:

$$\frac{\sigma}{\sqrt{n}} \approx s_{\bar{r}} \equiv \frac{s}{\sqrt{n}} = \sqrt{\left[\frac{1}{n(n-1)}\right]\left[\sum_{i=1}^{n}(r_i - \bar{r})^2\right]}. \qquad (1.32)$$

д. Рассеяние рассеяния пробы σ_s будет:

$$\sigma_s \approx \frac{s}{\sqrt{2(n-1)}} \,. \qquad (1.33)$$

Когда сообщаются значения $\bar{r}$ и s, то должны быть даны и их соответствующие рассеяния или, по крайней мере, должно сообщаться n, чтобы иметь меру их ценности.

Таким образом, например, имеем:

$$\text{Результат} = \bar{r} \pm \frac{s}{\sqrt{n}} = \bar{r} \pm s_{\bar{r}}. \qquad (1.34)$$

$$\text{Рассеяние} = s_{\bar{r}} \pm \frac{s}{\sqrt{2(n-1)}}. \qquad (1.35)$$

Иногда результат эксперимента сообщается как

$$\mu = \frac{\bar{r} \pm s}{\sqrt{n}}.$$

Этот метод представления данных [7] ошибочен по двум причинам: во-первых, $\mu \neq \bar{r}$ и, во-вторых, μ может иметь значения вне указанных пределов $\pm s/\sqrt{n}$ и тем не менее быть сравнимым с $\bar{r}$ и s. Значение μ постоянно, хотя и неизвестно. Величина $\bar{r}$ является наилучшей оценкой μ, и $s/\sqrt{n}$ определяет рассеяние $\bar{r}$, но не μ, потому что μ может не иметь рассеяния. Дальнейшее обсуждение этой точки зрения дается в работе [5].

1—3.5. Рассмотрение среднеквадратичной ошибки или стандартного отклонения. Для опыта характерно, что у него — тенденция показывать большинство результатов физических измерений после внесения поправок на большие и систематические ошибки, которые согласуются приблизительно с нормальным распределением около среднего значения $\bar{r}$.

Другими словами, физическая величина, подверженная сериям измерений, в результате статистических флуктуаций принимает вид дискретной переменной. Если эти флуктуации являются большими по сравнению с единицей измерения, то распределение значений будет иметь большое число очень малых ступеней. В соответствии с этим распределение может быть аппроксимировано нормальным распределением от непрерывной переменной, как это представлено уравнением (1.14) или его вариантами. Изучение такой кривой (см. рис. 1.2) показывает, что около 0,683 экспериментальных наблюдений должно

попадать во внутрь полосы, заключенной в пределах $\bar{r} \pm s$. Если сделать дополнительное наблюдение, то вероятность его попадания в пределы $\bar{r} \pm s$ будет 0,683. Стандартное отклонение, или средняя ошибка, очень часто классифицируется как стандартное отклонение отдельного наблюдения.

Таблица 1.2

Вероятности отдельных наблюдений, попадающих в полосу в пределах $r \pm ks$

Ошибка	k	Вероятность наблюдения ошибки, большей ks	Ошибка	k	Вероятность наблюдения ошибки, большей ks
	0,0000	1,0000			
Вероятная	0,6745	0,5000	Девяносто пять сотых	1,9600	0,0500
Стандартное отклонение (одна сигма)	1,0000	0,3173	Две сигмы	2,0000	0,0455
Девять десятых	1,6449	0,1000	Три сигмы	3,0000	0,0027

В табл. 1.2 приведено несколько случаев вероятностей P попадания отдельных наблюдений в полосу, определенную в пределах $\bar{r} \pm ks$.

Если весь ряд измерений был бы повторен, то в результате получилось новое среднее $\bar{r}'$, которое будет иметь большую 0,683 вероятность попадания в пределы центральной полосы, определенной как $\bar{r} \pm s$. Отклонение, или стандартная ошибка, обозначаемая как $s_{\bar{r}}$, приписывается к среднему, чтобы учесть этот факт. Эта величина известна как стандартная ошибка, или отклонение от среднего, и конечный результат, как указывалось ранее, должен сообщаться в виде

$$\bar{r} \pm s_{\bar{r}}$$

или

$$\frac{\bar{r} \pm s}{\sqrt{n}}.$$

1—3.6. Вероятная ошибка. По определению вероятная ошибка является такой ошибкой, или отклонением, кото-

рая с равной вероятностью может быть как превышена, так и нет. Хотя множество исследователей и используют ее при сообщении своих данных, многие ученые очень неодобрительно относятся к использованию вероятной ошибки в статистических анализах [8—12].

Поскольку вероятная ошибка тем не менее еще используется довольно широко, то желательно некоторое понимание ее. Вероятная ошибка связана со стандартной ошибкой, или отклонением, следующим образом.

Вероятная ошибка отдельного наблюдения:

$$p = 0{,}6745s. \qquad (1.36)$$

Вероятная ошибка среднего:

$$p_{\bar{r}} = 0{,}6745s_{\bar{r}}. \qquad (1.37)$$

Если используется вероятная ошибка, то конечный результат часто дается как:

$$\mu = \bar{r} \pm \frac{0{,}6745s}{\sqrt{n}}, \qquad (1.38)$$

где μ, как указывалось выше, является постоянной, хотя и неизвестной величиной, и нельзя сказать, что μ равно такой флуктуирующей переменной как $\bar{r}$.

При нормальном распределении вероятность того, что ошибка среднего значения $\mu - \bar{r}$ больше чем $kp_{\bar{r}}$, дается для нескольких случаев в табл. 1.3.

Таблица 1.3

Вероятность того, что ошибка среднего значения $\mu - \bar{r}$ превышает $kp_{\bar{r}}$ в нормальном распределении *

$k = \frac{(\mu-\bar{r})}{p_{\bar{r}}}$ **	Вероятность события	Шансы против события	$k = \frac{(\mu-\bar{r})}{p_{\bar{r}}}$ **	Вероятность события	Шансы против события
1	0,500	1 к 1	4	0,0070	142,3 к 1
2	0,177	4,64 к 1	5	0,00075	1341 к 1
3	0,0430	22,2 к 1			

* Ср. с дванными табл. 1.2.
** Отношение отклонения к вероятной ошибке могло быть использовано, если бы такое отношение было необходимо.

Должны быть также упомянуты два других отклонения измерений. Первое является средним отклонением отдельного наблюдения (с.о.):

$$с.\,о. \equiv \sum_{i=1}^{n} \frac{|r_i - \bar{r}|}{n}. \qquad (1.39)$$

Второе — среднее отклонение от среднего (С.О.):

$$С.\,О. \equiv \frac{с.\,о.}{\sqrt{n}}. \qquad (1.40)$$

1 — 4. Выпадение отдельных наблюдений

Иногда один или более результатов серии экспериментальных измерений сильно отличаются от других, что говорит о том, что случайный характер этих измерений находится под сомнением. Возникает вопрос, должны ли быть отброшены сомнительные результаты.

Конечно, если причина выпадения установлена, то результат или результаты должны быть отброшены. Явными являются те, при которых была сделана очевидная ошибка, такая, например, как запись или чтение ложного числа. Они известны иногда под названием грубых ошибок. Во многих случаях после исправления систематических ошибок тщательные исследования не показывают такой ясной причины для отбрасывания ненормальных или так называемых выпадающих величин. Если имеет место такая ситуация, то отбрасывание результата должно быть основано на каком-либо твердом принципе или критерии.

Имеются критерии, которые основываются на теории вероятности. Они пытаются показать, что неразумно ожидать надежных данных, отклоняющихся от соответствующих средних значений вне определенных пределов. Довольно простое, но произвольное правило отбора может быть сформулировано в этом отношении следующим образом. Если подозреваемая величина должна быть отброшена, то ее отклонение $|r_i - \bar{r}|$ должно быть равно или больше учетверенного с.о. ряда измерений, среднее отклонение которого рассчитано без сомнительной величины. Отклонение такой величины иногда известно под названием огромной ошибки; вероятность ее появ-

ления как закономерной экспериментальной флуктуации составляет 1/1000.

Другой критерий, известный под названием критерия Шовене, получил в прошлом значительную популярность как критерий отбрасывания очевидно сомнительных результатов. Его надежность, однако, проблематична, поскольку применение этого критерия приводит к отбрасыванию также многих хороших наблюдений, следствием чего является большее отклонение результирующего среднего наблюдения, чем истинного среднего. В любом случае отбрасывание выпадающих результатов наблюдений требует особой осторожности и внимания.

1 — 5. Статистическое согласие

Для оценки качества соответствия между экспериментальными результатами и данными гипотезами могут быть использованы различные критерии.

Некоторые из таких критериев будут рассмотрены ниже: например, коэффициент расходимости Лексиса, критерий *хи*-квадрат и *t*-критерий.

1—5.1. Коэффициент расходимости Лексиса Q^2. Эта мера дисперсии, введенная Лексисом, может быть определена следующим образом:

$$Q^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(r_i - \bar{r})^2}{n\bar{r}}. \qquad (1.41)$$

Поскольку

$$s^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(r_i - \bar{r})^2}{n-1},$$

то

$$Q^2 = \frac{s^2 (n-1)}{n \cdot \bar{r}}. \qquad (1.42)$$

Для нормального распределения Q^2 может иметь любое значение, так как s^2 на практике представляет σ^2 — один из двух параметров, определяющих нормальное распределение. Однако если бы экспериментальные данные показали определенное согласие с пуассоновским распределением, то Q^2 имело бы значение, близкое к 1, которое в предельном случае полного согласия было бы точно равно 1.

Таким образом, если Q^2 близко к 1, то разумно предположить, что данные следуют пуассоновскому распределению.

1—5.2. Критерий χ^2 (*хи*-квадрат). В соответствии с Фишером [13] первое распределение, которое было введено как характеристика точности современных критериев, открыто около 1875 г. Хельмертом, а затем вновь открыто Пирсоном [14] около 1900 г. Оно известно под названием критерия *хи*-квадрата, который, подобно *t*-критерию, оказывается одним из наиболее разносторонних и важных в статистике. Критерий *хи*-квадрат использовался слишком мало в реакторной физике и технике. При соответствующих обстоятельствах он мог бы дать наилучшее средство для сравнения реакторного эксперимента с соответствующей теорией или сравнения наблюдаемого с предсказываемым.

Критерий χ^2 определяется как

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{n}\frac{[(\text{наблюдаемое значение})_i-\text{ожидаемое значение}]^2}{\text{ожидаемое значение}}. \quad (1.43)$$

Эквивалентной и легко демонстрируемой формой уравнения (1.43) будет также

$$\chi^2=\left[\sum_{i=1}^{n}\frac{(\text{наблюдаемое значение})_i^2}{\text{ожидаемое значение}}\right]-\text{полное число наблюдений}; \quad (1.44)$$

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{n}\frac{(r_i-np_i)^2}{np_i}=\left(\sum_{i=1}^{n}\frac{r_i^2}{np_i}\right)-n. \quad (1.45)$$

Другой эквивалентной формой χ^2 будет:

$$\chi^2=\sum_{i=1}^{n}\frac{(r_i-\bar{r})^2}{\Sigma}=nQ^2. \quad (1.46)$$

Хотя разница между Q^2 и χ^2 заключена только в факторе *n*-числе наблюдений, различие в смысле этих величин существенное.

На вопрос о том, насколько отличается значение Q^2 от 1, прежде чем возникает вопрос о случайности данных,

может дать ответ критерий *хи*-квадрат, но не критерий Лексиса. Фишер утверждает, что открытие критерия *хи*-квадрат завершило развитие метода Лексиса.

Поскольку χ^2 образует непрерывное распределение, оно должно применяться к непрерывным переменным. На практике, однако, критерий *хи*-квадрат применяется к дискретным переменным и результаты подвержены ошибке. Если требуется более высокая точность, то приведенные здесь формулы должны быть исправлены. Поправка зависит от числа включенных степеней свободы.

Чтобы использовать критерий *хи*-квадрат, экспериментатор должен вначале сгруппировать свои данные в классы и ячейки. Указанная выше сумма [уравнение (1.43)], например, берется по числу независимых классификаций или ячеек, на которые подразделяются экспериментальные и теоретические данные.

Число ячеек, на которые должна подразделяться плотность распределения данных, может быть оценено из правила Старджеса:

$$k = 1 + 3{,}3 \lg n, \qquad (1.47)$$

где k — число классов и n — полное число событий.

Критерий χ-квадрат не может быть использован, если любая из ячеек имеет меньше чем пять событий. Если у ячейки меньше пяти событий, то она не используется: события, содержащиеся в ней, переносятся в другую ячейку.

Значение, связанное с каждым χ-квадратом, является вероятностью, которая служит мерой его значимости. Число степеней свободы F должно быть определено прежде, чем эта вероятность может быть получена из опубликованных таблиц. Число степеней свободы равно числу данных выбранных ячеек минус число ограничений ρ, которые определяются природой гипотезы, выбранной как стандарт сравнения для наблюдаемых данных:

$$F = k - \rho. \qquad (1.48)$$

Для примера предположим, что нормальное распределение принято для описания выбранной совокупности данных. Тогда, для того чтобы при этом предположении определить единым образом форму уравнения применимого нормального распределения, надо знать среднее значение, стандартное отклонение и полное число включенных событий.

Среднее значение $\bar{r}$ и стандартное отклонение s вычисляются из наблюдаемых данных. Тогда полное число событий (т. е. полная частота наблюдаемых событий, например, N в табл. 1.1) используется как полная плотность нормального распределения. Таким образом, наблюдаемые данные обеспечивают три параметра информации: среднее, стандартное отклонение и полную частоту. Все они необходимы для однозначного установления нормального распределения. Из этого уравнения нормального распределения рассчитываются ожидаемые частоты индивидуальных ячеек или величины, соответствующие наблюдаемым частотам индивидуальных ячеек. Эти три параметра информации заключают в себе три ограничения. Если предполагаемое распределение пуассоновское, то из данных можно выделить только два параметра информации: среднее и полную частоту событий. В соответствии с этим было бы использовано только два ограничения.

В общем случае это число параметров, которое должно быть рассчитано из экспериментальных данных для установления теоретического распределения и ожидаемых из него частот, является числом ограничений. Число степеней свободы F рассчитывается тогда из уравнения (1.48).

Например, если число классов $k=8$, а число ограничений $\rho=3$, то соответствующее число степеней свободы F для нормального распределения будет равно 5.

На практике число степеней свободы редко превышает 30. Согласно этому опубликованные таблицы критерия χ^2 обычно ограничиваются 30 степенями свободы.

Следовательно, ясно, что одного значения χ^2 недостаточно, чтобы установить значимость серии наблюдений. Форма кривой распределения зависит от числа степеней свободы. При $F \leqslant 2$ амплитуды (ординаты) становятся ∞ для $\chi^2=0$ и нулем для $\chi^2 \to \infty$. Для $F \geqslant 3$ амплитуды равны нулю для $\chi^2=0$ и при $\chi^2 \to \infty$. На рис. 1.3 подробно показана форма кривых χ^2-распределения, как функция от F. Обширные таблицы, показывающие соответствующую вероятность для данного значения критерия χ^2, связанную с данным числом степеней свободы F, были рассчитаны и запатентованы Фишером [16] и Ятесом.

Предположим, что рассчитанное значение критерия χ^2 равно 25,2 для эксперимента с 10 степенями свободы.

При вероятности 0,01, например, таблицы χ^2 дают соответствующее значение, равное 23,2. Это значит, что имеется менее чем 1 случай из 100 для величины χ^2, превышаю-

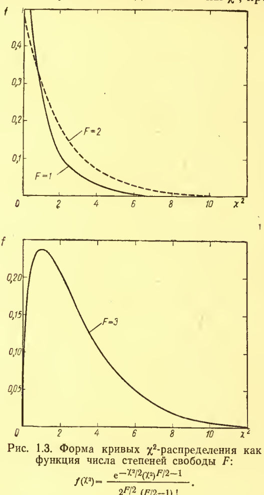


Рис. 1.3. Форма кривых χ^2-распределения как функция числа степеней свободы F:

$$f(\chi^2)=\frac{e^{-\chi^2/2}(\chi^2)^{F/2-1}}{2^{F/2}\,(F/2-1)!}.$$

щий значение 23,2 при условии, что гипотеза была верна, т. е. имеется существенное расхождение между экспериментом и гипотезой. При этих условиях разумно поставить гипотезу под сомнение.

С другой стороны, если бы значение критерия χ^2 из эксперимента было равно 3,5 и если бы его вероятность была 0,98, то соответствующее табулированное значение критерия χ^2 было бы 3,06. Это означало, что в 98 случаях из 100 экспериментальное значение χ^2 должно было бы превышать 3,06 при условии, если бы гипотеза была правильна. Из этого можно заключить, что существует исключительная согласованность между экспериментом и гипотезой. Результат сомнителен теперь на том основании, что он «очень хорош, чтобы быть правильным». Помимо прочего это может указывать на неправильное предвидение со стороны экспериментатора или на использование неправильных формул.

Какая величина вероятности P должна быть использована на практике, чтобы судить о качестве соответствия между экспериментом и гипотезой? Фишер [15] утверждает: «Если P лежит между 0,1 и 0,9, то нет никаких причин к тому, чтобы сомневаться в испытываемой гипотезе. Если оно лежит ниже 0,02, то это указывает, что гипотеза не может объяснить всю совокупность фактов. Мы не очень ошибемся, если установим условную границу при 0,05, и будем считать, что меньшие значения критерия χ^2 указывают на действительное расхождение».

Эксперимент Резерфорда и Гейгера, обсуждавшийся в разд. 1—2.3, будет использован здесь для иллюстрации возможности применения критерия χ^2. Результаты эксперимента даны в табл. 1.1. Число данных ячеек или классов может быть определено формулой Старджеса [уравнение (1.47)]. Расчет указывает на приблизительный минимум из 12 классов. Если используется больше 12 ячеек, то некоторые классы будут иметь меньше 5 событий, что неправильно. В табл. 1.1 данные классифицируются по 15 ячейкам (считая нулевую ячейку за одну); однако некоторые из ячеек имеют меньше 5 событий. В соответствии с рекомендуемой процедурой события этих ячеек № 12, 13, 14 и 15 объединяются в отдельную ячейку, а именно в 12, так, чтобы имелась возможность достроить ее до 6 событий.

Теоретическая модель предполагается пуассоновской. Конкретное уравнение распределения по этой модели, из которого могут быть предсказаны или рассчитаны ожидаемые или теоретические частоты, устанавливается, во-первых, оценкой среднего из наблюдаемых данных, а за-

тем применением полной частоты наблюдаемых данных в качестве полной частоты модели. Среднее и полная частота соответственно равны 3,87 и 2608. Гипотетическая модель для предсказания ожидаемых частот принимает тогда следующую специфическую форму:

$$Y = NP(r_i) = \frac{(2608)(3,87^{\,r_i})\,e^{-3,87}}{r_i!}\,. \qquad (1.49)$$

С учетом указанных выше принципов, а также с помощью расчета членов уравнения (1.43), сумма которых дает критерий χ^2 для эксперимента Резерфорда и Гейгера, строим табл. 1.4.

Таблица 1.4

Численные ступени расчета критерия χ^2

Ячейка	Наблюдаемые частоты	Ожидаемые частоты*	(Наблюдаемое — ожидаемое)^2 / Ожидаемое	Ячейка	Наблюдаемые частоты	Ожидаемые частоты*	(Наблюдаемое — ожидаемое)^2 / Ожидаемое
1	57	54,4	0,12	8	139	140,2	0,00
2	203	210,5	0,27	9	45	67,8	7,66
3	383	407,5	1,47	10	27	29,2	0,17
4	525	525,8	0,00	11	10	11,3	0,15
5	532	508,4	1,10	12	6	4,0	1,05
6	408	393,2	0,56	полное	2608	2606,0	14,02
7	273	253,7	1,47				

* Ожидаемые частоты в общем не являются целыми числами, в то время как наблюдаемые частоты должны быть целыми числами. Однако Резерфорд, Гейгер и Батеман округляют их до целых.

Экспериментальное значение критерия χ^2 получается из уравнения (1.43) или из эквивалентной его формы — уравнения (1.44). Экспериментальное значение χ^2 равно 14,02. Однако прежде чем может быть оценено теоретическое значение χ^2 из таблиц Фишера и Ятеса, надо определить число степеней свободы и должно быть выбрано значение вероятности P, которое принимается как крите-

рий для испытания гипотезы. Если для P выбирается предлагаемое Фишером значение 0,05, то любое экспериментальное χ^2, превышающее табулированное χ^2 при $P=0{,}05$, будет обусловлено случайностью в одном из 20 раз. Это значит, что гипотеза сомнительна, потому что расхождение между экспериментом и гипотезой может быть разумно оценено как действительное, а не случайное. Число степеней свободы в настоящей проблеме равно $12-1-1=10$, поскольку экспериментальные данные должны использоваться дважды: один раз для оценки среднего и в другой раз для получения полного числа частот для гипотезы, как указано в уравнении (1.49). Для вероятности 0,05 и 10 степеней свободы табулированное значение критерия χ^2 равно 18,3 и, соответственно, больше, чем экспериментальное χ^2, равное 14.

Следовательно, пуассоновское распределение оправдывает себя как статистическое описание экспериментальных результатов Резерфорда и Гейгера. Это заключение подтверждается также коэффициентом Лексиса, так как он оказывается близким к 1.

1—5.3. *t*-критерий «Стьюдента». Этот критерий был определен Госсетом [17], статистиком на пивоваренном заводе в г. Дублине под псевдонимом «Стьюдент». Гипотеза, состоящая в том, что проба со средним значением r, берущей начало от совокупности со средним значением μ и стандартным отклонением σ, может быть проверена оценкой отношения:

$$t \equiv \frac{\text{ошибка средней пробы}}{\text{стандартная ошибка среднего}}$$

или

$$t = \frac{|\mu - \bar{r}|}{\sigma/\sqrt{n}}, \qquad (1.50)$$

а затем сравнения этого отношения с табулированным значением для определенной вероятности, как показано ниже.

В общем случае σ известна и, следовательно, должна быть оценена из данных пробы. Соответственно, в уравнении (1.50) $\sigma/\sqrt{n}$ заменяется на

$$\sqrt{\sum_{i=1}^{n} \frac{(r_i - \bar{r})}{n(n-1)}} = \frac{s}{\sqrt{n}}. \qquad (1.51)$$

Аналогично неизвестно среднее значение совокупности $\mu|\overline{\mu r}|$ (математическое ожидание) и $|\mu-\overline{r}|$. Поэтому значение $|\mu-\overline{r}|$ нужно предположить равным нулю (в результате опытов с совокупностями определенных типов) или выбранным произвольно. Иногда величина $|\mu-\overline{r}|$ полагается равной некоторому числу, которое принимается для данного конкретного исследования.

Подобно χ^2 критерий t имеет свое собственное распределение вероятности, из которого может быть рассчитана вероятность того, что любое определенное t, связанное с данным числом степеней свободы, будет превышено. Как и в случае критерия χ^2, таблицы были рассчитаны Фишером и Ятесом и даны у Фишера [18]. Из этих таблиц может быть определено, отличается ли существенно любое выборочное среднее от математического ожидания. В дальнейшем t-критерий обсуждаться не будет, поскольку детальное рассмотрение этого критерия дано в учебниках по статистике, и в частности у Фолька [19].

1 — 6. Примеры расчетов статистических параметров

Из экспериментальных данных, приведенных в табл. 1.5, могут быть рассчитаны необходимые статистические параметры.

Таблица 1.5

Данные, полученные из опытов со счетчиком Гейгера — Мюллера (фон 25 *имп/мин*)

Номер опыта	r_i	$\|r_i-\overline{r}\|$	$\|r_i-\overline{r}\|^2$
1	410	17,6	309,8
2	400	7,6	57,8
3	389	12,4	153,8
4	420	27,6	761,8
5	381	11,4	130,0
6	326	66,4	4409,0
7	417	24,6	605,2
8	399	6,6	43,6
9	401	8,6	74,0
10	390	2,4	5,8

$\overline{r} = 392,4$; с. о. $= 18,52$; $\sum_{i=1}^{10} (r_i-\overline{r})^2 = 6550,8$

1—6.1. Средние значения μ, $\bar{r}$. Истинное среднее μ неизменно, однако оно может быть аппроксимировано $\bar{r}$:

$$\mu \approx \bar{r} = \frac{\sum_{i=1}^{n} r_i}{n};$$

$$\bar{r} = \frac{3924}{10} = 392{,}4.$$

Близкой величиной является так называемое среднее отклонение отдельного наблюдения с. о.:

$$\text{с. о.} = \frac{\sum_{i=1}^{n} |r_i - \bar{r}|}{n}$$

или

$$\text{с. о.} = \frac{185{,}2}{10} = 18{,}52.$$

1—6.2. Дисперсии σ^2, s^2. Среднее значение совокупности μ и величина, известная как дисперсия σ^2, связаны следующим образом:

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^{n} (r_i - \mu)^2}{n}.$$

Следующая формула используется для оценки σ^2 из данных по пробам:

$$\sigma^2 \approx s^2 = \frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(r_i - \bar{r})^2,$$

где s^2 — дисперсия пробы, которая для данных, приведенных ниже, рассчитывается как

$$\sigma^2 \approx s^2 = \left(\frac{1}{10-1}\right)[(410-392{,}4)^2 + (400-392{,}4)^2 + \ldots]$$

или

$$\sigma^2 \approx s^2 = \frac{6550{,}8}{9} = 727{,}8.$$

1—6.3. Стандартные отклонения σ, s. Стандартное отклонение отдельного наблюдения есть

$$\sigma \approx s = \sqrt{727{,}8} = 27.$$

Важность величины s заключается в том, что если бы было проведено дополнительное экспериментальное измерение, то вероятность попадания нового значения в центральную полосу $\bar{r}+s$ (конкретно $392{,}4 \pm 27$) будет равно 0,68, а в полосу $r \pm 2\,s$ (конкретно $932{,}4 \pm 54$) — около 0,95.

1—6.4. Стандартное отклонение среднего (среднеквадратичная ошибка). Если взамен отдельного наблюдения используется среднее нового ряда измерений, то вероятность того, что среднее будет попадать в центральную полосу $\bar{r} \pm s$, было бы больше, чем для отдельного дополнительного измерения. Как результат этого стандартное отклонение $s_{\bar{r}}$ приписывается среднему значению и рассчитывается следующим образом:

$$\sigma_{\bar{r}} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \approx \frac{s}{\sqrt{n}} = s_{\bar{r}};$$

$$s_{\bar{r}} = \frac{s}{\sqrt{n}} = \sqrt{\left[\frac{1}{n(n-1)}\right] \sum_{i=1}^{n} (r_i - \bar{r})^2};$$

$$\sigma_r \approx \frac{27}{\sqrt{10}} = 8{,}5;$$

$$\bar{r} \pm s_r = 392{,}4 \pm 8{,}5.$$

Вероятность того, что $\bar{r}$ (или 392,4) будет отличаться от истинного среднего μ более чем на $s_{\bar{r}}$ (или в этом случае 8,3), равна приблизительно 0,317. Подобным образом среднее отклонение от среднего С. О. выражается как

$$\text{С. О.} = \frac{\text{с. о.}}{\sqrt{n}} = \frac{18{,}52}{\sqrt{10}} = 5{,}9.$$

Вследствие асимметрии пуассоновского распределения положительный или отрицательный знаки неприменимы, если число наблюдений не очень велико; средние квадратичные ошибки должны быть использованы без

знаков плюс или минус. Для очень большого числа наблюдений результат может быть связан с истинным значением со знаком плюс или минус.

1—6.5. Пример расчета коэффициента расходимости Лексиса Q^2. Коэффициент расходимости Лексиса Q^2 в соответствии с уравнением (1.41) может быть рассчитан следующим образом:

$$Q^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(r_i - \bar{r})^2}{n\bar{r}}$$

или

$$Q^2 = \frac{6550,8}{10 \cdot 392,4} = 1,67.$$

1—6.6. Пример расчета критерия χ^2. Значение *хи*-квадрата в соответствии с уравнением (1.46) рассчитывается следующим образом:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n} \frac{(r_i - \bar{r})^2}{\bar{r}}$$

или

$$\chi^2 = \frac{6550,8}{392,4} = 16,7.$$

Поскольку гипотетическая модель в этой проблеме не конкретизирована, то вместо ожидаемых значений используется $\bar{r} : n$ наблюдений были проделаны в равные интервалы времени, и ожидаемое значение предполагалось постоянным по каждому интервалу и равным $\bar{r}$. Если бы, например, предполагалось пуассоновское распределение, то число степеней свободы было бы 10—1, потому что единственным ограничением на n независимых ожидаемых значений было только то, что каждое из них приравнивалось $\bar{r}$. Табулированное значение χ^2 при вероятности 0,05 равно 16,9.

Поскольку экспериментальное значение критерия χ^2 16,7, то гипотеза о том, что распределение является пуассоновским, приемлема. В действительности нормальное распределение было бы также приемлемым, если сделать необходимые шаги при определении этой возможности.

1 — 7. Корреляция двух переменных

Две переменные могут быть связаны линейно или в более общем виде — нелинейно. На языке статистики такая корреляция, если она найдена, известна как кривая регрессии, или оценочная кривая. Мы будем рассматривать только линейные корреляции, включая кривые, которые выглядят как прямые линии в полулогарифмическом масштабе.

Когда достоверные данные нанесены на график, то может оказаться, что тенденция (общее направление) линейна, и поэтому для описания этих данных может быть использована прямая линия. Допуская это, в дальнейшем мы столкнемся с проблемой выделения прямой линии, которая наилучшим образом представляет данные, и с проблемой нахождения критерия использования этой аппроксимации. В этом отношении нам помогут следующие соображения.

Одним из свойств среднего группы измерений является то, что среднее представляет собой значение, для которого сумма квадратов отклонений всех измерений является наименьшей. Рассматриваемый принцип известен как принцип наименьших квадратов Лежандра (или просто принцип наименьших квадратов). Преимуществом принципа наименьших квадратов является независимость последующих результатов от субъективной оценки, сделанной наблюдателем.

Для случая прямолинейной кривой регрессии необходимо напомнить несколько существенных элементов для понимания применения принципа наименьших квадратов.

Во-первых, $y=a+bx$ является уравнением прямой линии с пересечением a и наклоном b, иногда известным под названием коэффициента регрессии.

Если в качестве x принимать значения x_i, являющиеся результатом экспериментальных измерений, то y становится y_i. Если соотношение линейно, а измерения сделаны безошибочно, то никаких отклонений нет и

$$a + bx_i - y_i = \delta_i = 0.$$

В общем случае, однако, отклонения δ_i не равны нулю и, следовательно,

$$a + bx_i - y_i = \delta_i.$$

Если сделано n измерений, то a и b определяются методом наименьших квадратов, так что следующее выражение принимает минимальное значение:

$$\sum_{i}^{n} \delta_i^2.$$

Промежуточные математические выкладки, проделываемые при получении аналитических выражений для наименьших квадратов значений a и b, опускаются, и ниже сообщаются только конечные результаты:

$$a = \bar{y} - b\bar{x} \tag{1.52}$$

или

$$a = \frac{\left[\sum_{i=1}^{n} x_i \sum_{i=1}^{n} x_i y_i - \sum_{i=1}^{n} x_i^2 \sum_{i=1}^{n} y_i^2\right]}{\left[\left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)^2 - n \sum_{i=1}^{n} x_i^2\right]}; \tag{1.53}$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \bar{x})^2} \tag{1.54}$$

или

$$b = \frac{\left(\sum_{i=1}^{n} x_i \sum_{i=1}^{n} y_i - n \sum_{i=1}^{n} x_i y_i\right)}{\left[\left(\sum_{i=1}^{n} x_i\right)^2 - n \sum_{i=1}^{n} x_i^2\right]}, \tag{1.55}$$

где $\bar{y}$ и $\bar{x}$ являются средними значениями y и x.

Аналогичным образом метод наименьших квадратов может быть применен к функции вида

$$N = N_0 e^{bt}.$$

Это выражение может быть записано, как

$$\ln N = \ln N_0 + bt.$$

Применение принципа наименьших квадратов показывает, что наилучшими значениями пересечения $\ln N_0$ и

наклона b являются такие, которые получаются из выражений:

$$\ln N_0 = \frac{\sum_{i=1}^{n} t_i \sum_{i=1}^{n} t_i \ln N_i - \sum_{i=1}^{n} t_i^2 \sum_{i=1}^{n} \ln N_i}{\left(\sum_{i=1}^{n} t_i\right)^2 - n \sum_{i=1}^{n} t_i^2}; \qquad (1.56)$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^{n} t_i \sum_{i=1}^{n} \ln N_i - n \sum_{i=1}^{n} t_i \ln N_i}{\left(\sum_{i=1}^{n} t_i\right)^2 - n \sum_{i=1}^{n} t_i^2}. \qquad (1.57)$$

Наклон b также может быть получен из эквивалентной формы уравнения (1.57)

$$b = \frac{\sum_{i=1}^{n} t_i \ln N_i - (n\bar{t})(\overline{\ln N})}{\sum_{i=1}^{n} t_i^2 - n(\bar{t})^2}. \qquad (1.58)$$

Уравнение прямой линии может быть также записано как

$$\ln N = \ln N_0 + b(t - \bar{t}), \qquad (1.59)$$

где $b = -\lambda$ — постоянная процесса радиоактивного распада.

1 — 8. Коэффициент корреляции

Бывают случаи, когда для установления корреляции имеющихся данных используется прямая линия и исследователь желал бы получить оценку значительности видимой корреляции. Имеется статистический параметр, который может быть использован для установления того, является ли предполагаемая корреляция в виде прямой линии значительной.

Этот статистический фактор, известный под названием коэффициента корреляции, обозначается символом r_c и в явном виде выражается как

$$r_c \equiv \frac{v}{s_x s_y}, \qquad (1.60)$$

где v — среднее от всех пар произведений $\Delta x_i \Delta y_i$; Δx_i — отклонение x_i от $\overline{x}$; Δy_i — отклонение y от $\overline{y_i}$; s_x, s_y — стандартные отклонения переменных x и y соответственно.

Деление v на s_x и s_y исключает эффект различных мер изменчивости. Приведем более конкретный вид уравнения (1.60):

$$r_c = \frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \overline{x})(y_i - \overline{y})}{\left(\sum_{i=1}^{n} (x_i - \overline{x})^2 \sum_{i=1}^{n} (y_i - \overline{y})^2\right)^{1/2}}. \qquad (1.61)$$

Если корреляция между x и y прямолинейна (т. е. если вариация полностью объясняется линейным соотношением), то $r_c = \pm 1$, где отрицательный знак указывает на отрицательный наклон. Если $r_c = 0$, то корреляции не будет, и вариация не может быть объяснена соотношением между x и y.

Следовательно, степень согласия данных с прямой линией может находиться где-то в области, определенной $-1 \leqslant r_c \leqslant 1$. Величины r_c в этой области связываются с вероятностью того, что указанная корреляция должна возникать из некоррелированной совокупности событий.

Фишером были опубликованы таблицы [20], связывающие степени свободы, коэффициент корреляции и вероятность P. В этих таблицах величины r_c принимают максимальные значения, которые могут случайно ожидаться из возможных величин включенных данных, если не существует линейной корреляции.

Таким образом, вероятность, приведенная в этих таблицах, указывает на возможность получения значения коэффициента корреляции r_c такого большого, как тот, который мог бы быть затабулирован, если бы не существовало линейной корреляции.

Конкретный расчет r_c будет сделан на примере экспериментальных данных в конце этого раздела и его смысл будет обсуждаться. (Замечание. Существование даже сильной корреляции между двумя множествами данных, т. е. между двумя переменными, не дает основания полагать, что одно множество является причиной другого. В этом отношении должна быть сделана ссылка на детальные обсуждения этого вопроса, изложен-

ные в различных книгах по статистике, например у Крокстона [21].)

Когда прямая линия имеет пересечение, то используются две степени свободы для установления прямой линии из наблюдаемых данных. Если пересечения нет, то должна быть использована одна степень свободы, поскольку только b-наклон рассчитывается для установления прямой линии. Для экспериментальных данных, приведенных в табл. 1.6, где $n=5$, в предположении, что ни a, ни b не равны нулю, число степеней свободы F равно $5-2$, т. е. 3.

Таблица 1.6

Данные, полученные из опыта

n	x_i	y_i	n	x_i	y_i
1	0	1,80	4	15	1,00
2	5	1,45	5	20	0,90
3	10	1,18			

Данные, приведенные в табл. 1.6, будут использованы для иллюстраций последовательности при расчете пересечения и наклона для наилучшей прямой линии и коэффициента корреляции. Рабочий график данных (см. табл. 1.6) показывает, что переменные x_i и y_i скоррелированы прямой линией. Чтобы наилучшим образом представить данные в виде прямой линии, применим принцип наименьших квадратов.

Для расчета констант a, b и r_c на основе данных табл. 1.6 предварительно составим табл. 1.7 и 1.8.

Таблица 1.7

Преобразование данных табл. 1.6 для расчета констант

x_i	$x_i-\bar{x}$	$(x_i-\bar{x})^2$	x_i^2	y_i	$y_i-\bar{y}$	$(y_i-\bar{y})^2$	y_i^2	$x_i y_i$	$(\bar{x}-x_i)(\bar{y}-y_i)$
0	−10	100	0	1,80	0,53	0,2810	3,24	0	−5,39
5	−5	25	25	1,45	0,18	0,0324	2,10	7,25	−0,90
10	0	0	100	1,18	−0,09	0,0081	1,39	11,80	0,00
15	5	25	225	1,10	−0,27	0,0729	1,00	15,00	−1,35
20	10	100	400	0,90	−0,37	0,1370	0,81	18,00	−3,70

Таблица 1.8

Суммарные величины, взятые из табл. 1.7 при $n=5$

Величина	Значение	Величина	Значение
$\sum_{i=1}^{5} x_i$	50	$\sum_{i=1}^{5} y_i$	6,33
$\overline{x}$	10	$\overline{y}$	1,266
$\sum_{i=1}^{5} (x_i - \overline{x})$	0	$\sum_{i}^{5} (y_i - \overline{y})$	0
$\sum_{i=1}^{5} (x_i - \overline{x})^2$	250	$\sum_{i}^{5} (y_i - \overline{y})^2$	0,5314
$\sum_{i}^{5} x_i^2$	750	$\sum_{i}^{5} y_i^2$	8,54
$\sum_{i}^{5} x_i y_i$	52,05	$\sum_{i}^{5} (x_i - \overline{x})(y_i - \overline{y})$	—11,25

На основе данных табл. 1.7 и 1.8 построим табл. 1.9 с расчетными значениями a, b и r_c.

Таблица 1.9

Расчетные значения для пересечения a, наклона b и коэффициента корреляции r_c

Расчет	Результат	Уравнение
$a = \dfrac{50 \cdot 52{,}05 - 750 \cdot 6{,}33}{2500 - 5 \cdot 750}$	1,716	(1.53)
$b = -11{,}25/250$	—0,045	(1.54)
$b = (50 \cdot 6{,}33 - 5 \cdot 52{,}05)\ (2500 - 5 \cdot 750)$	—0,045	(1.55)
$a = 1{,}266 + 0{,}045 \cdot 10$	1,716	(1.52)
$r_c = -11{,}25 \sqrt{250 \cdot 0{,}5314}$	—0,975	(1.61)

В результате расчетов наилучшей прямой, которая представляет экспериментальные данные табл. 1.6, будет

$$y = 1{,}716 - 0{,}0430x, \qquad (1.62)$$

а коэффициент корреляции равен $r_c = -0{,}975$.

Отрицательный знак указывает на отрицательный наклон.

Коэффициент корреляции r_c для 5—2=3 степеней свободы оказался равным —0,975. Для этого значения r_c связанная с ним вероятность для трех степеней свободы лежит между 0,01 и 0,001 в соответствии с таблицей Фишера [20]. Это значит, что уравнение прямой линии [уравнение (1.62)] является наилучшим представлением фактов, потому что имеется менее чем одна возможность из 100, чтобы данные укладывались на линию, если бы не было такой корреляции между двумя переменными.

Наилучший пример использования коэффициента корреляции найден в работе Купера и Коттона [22]. Они определили период полураспада S^{35} как $86{,}35 \pm 0{,}17$ дней и $r_c = -0{,}9993$, придя к выводу, что линейная корреляция (в полулогарифмическом масштабе) почти полная. Это означало, что изучаемые образцы не имели радиоактивного загрязнения в измеряемых количествах.

1 — 9. Дополнительные применения статистики в экспериментах

В предыдущих разделах было показано, как можно рассчитать и использовать следующие параметры: $\bar{r}$ — среднее значение; s^2 — дисперсию; s — стандартное отклонение отдельного наблюдения; $s_{\bar{r}}$ — стандартное отклонение среднего; χ^2-критерий *хи*-квадрат; Q^2 — коэффициент расхождения Лексиса; a — пересечение; b — наклон прямой линии; r_c — коэффициент корреляции.

Имеется несколько других применений статистических параметров, которые могут быть практически использованы экспериментаторами в технике и науке, особенно теми, которые связаны со счетом частиц. Ниже будут даны без вывода некоторые вычислительные методы. Детальные обсуждения этих методов можно найти в книгах, таких, как Оверман и Кларк [23].

Дополнение или вычитание дисперсий, полученных из экспериментов, — одна из важных статистических операций. Сумма пуассоновских распределений является пуассоновским распределением, т. е.

$$s^2(\text{сумма}) = s_1^2 + s_2^2 + \ldots; \qquad (1.63)$$

$$s\,(\text{сумма}) = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + \ldots}\,. \qquad (1.64)$$

Разность двух пуассоновских распределений — не пуассоновское распределение, так:

$$s^2\,(\text{разность}) = s_1^2 + s_2^2 + \ldots; \qquad (1.65)$$

$$s\,(\text{разность}) = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + \ldots}\,. \qquad (1.66)$$

В качестве иллюстрации использования написанных выше соотношений предположим, что считаемый фон необлученного образца найден равным $c_b = 1200$ *имп* в 30 *мин* и что после облучения образец дает суммарный счет (фон плюс индуцированная активность) $c_t = 2000$ *имп* в 10 *мин*. Скорость счета образца R и соответствующее стандартное отклонение $s\sqrt{s_b^2 + s_t^2}$ могут быть найдены следующим образом:

$$R_b = \frac{1200 \pm 1200}{30} = 40 \pm 1{,}3 \text{ имп/мин}; \qquad (1.67)$$

$$R_t = \frac{2000 \pm \sqrt{2000}}{10} = 200 \pm 4{,}4 \text{ имп/мин}; \qquad (1.68)$$

$$R = R_t - R_b \pm \sqrt{s_b^2 + s_t^2} =$$

$$= 160 \pm \sqrt{1{,}3^2 + 4{,}4^2} = 160 \pm 4{,}7 \text{ имп/мин}. \qquad (1.69)$$

Иногда желательно знать отношение и произведение скоростей счета R_1 и R_2. Рассмотрим вначале отношение двух скоростей счета. Пусть

$$q = R_1/R_2.$$

Тогда

$$\frac{s_q}{q} = \sqrt{\left(\frac{s_1}{R_1}\right)^2 + \left(\frac{s_2}{R_2}\right)^2}\,. \qquad (1.70)$$

Для произведения $p = R_1 \cdot R_2$:

$$\frac{s_p}{p} = \sqrt{\left(\frac{s_1}{R_1}\right)^2 + \left(\frac{s_2}{R_2}\right)^2}\,. \qquad (1.71)$$

Имеются случаи, когда интенсивность счета очень мала или даже равна нулю. В этих случаях, как это следует из работы Крокстона [21], для пуассоновского распределения (см. разд. 1—2.3) наилучшей величиной оценки значения истинного среднего является неизмеренная величина $\bar{c}$, а величина $\bar{c}+1 \cong \bar{r} \cong \mu$. Поэтому

$$\bar{r} = \bar{c} + 1 \pm \sqrt{\bar{c}+1}. \qquad (1.72)$$

Если $C=0$, то $\bar{r}=1\pm1$, или если $C=3$, то $\bar{r}=4\pm2$.

Если R_t и R_b — полная скорость счета и скорость счета фона соответственно, то иногда бывает необходимо найти оптимальное распределение времени между счетами образца и фона, чтобы получить минимум стандартного отклонения чистой скорости счета.

Если s — стандартное отклонение, то

$$s = \sqrt{\frac{R_t}{t_t} + \frac{R_b}{t_b}}, \qquad (1.73)$$

где t_t — время, используемое для полного счета образца (включая фон); t_b — время, используемое для счета одного только фона.

Дифференцируя и полагая производную равной нулю, получим

$$t_t/t_b = \sqrt{R_t/R_b}. \qquad (1.74)$$

Теперь, например, предположим, что имеется только час времени для счета образца и фона и что оцененные скорости счета: 500 *имп/мин* — для образца и 25 *имп/мин* — для фона. Тогда

$$t_t = t_b \sqrt{\frac{500}{25}} = t_b \sqrt{20},$$

и поскольку $t_t + t_b = 60$ *мин*, то

$$t_b \sqrt{20} + t_b = 60.$$

Соответственно, оптимальное распределение полного времени счета между фоном и образцом, будет:

$$t_b = \frac{60}{1+\sqrt{20}} = 10{,}5 \text{ мин}$$

и $t_t = 49{,}5$ *мин*.

Конечно, использование аналитических и критических методов (таких, как различные распределения, критерий χ^2 и метод наименьших квадратов) заключает в себе значительные трудности, поэтому их применение к тривиальным проблемам нежелательно до тех пор, пока нет достаточных оснований. Очевидно, они должны быть использованы тогда, когда важность и сама проблема требует такой обработки [24].

1 — 10. Быстрый метод оценки энергии пика гистограммы

1—10.1. Введение. Ренселлоровский политехнический институт (РПИ) имеет 20-канальный временной анализатор, который может быть превращен в 20-канальный

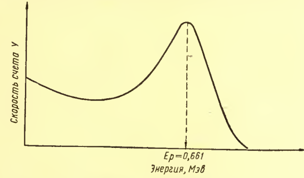


Рис. 1.4. Непрерывное изменение амплитуды с энергией, фиксируемое идеальным амплитудным анализатором.

амплитудный анализатор. Он был использован для определения энергии в пике гистограммы, получающейся при амплитудном анализе γ-спектров радиоактивных изотопов. Быстрый метод оценки энергии (в пике) гистограммы был предложен Армандо Травилли, аспирантом РПИ.

1—10.2. Теория. Идеальный амплитудный анализатор имел бы бесконечное число каналов бесконечно малой ширины. С таким анализатором должна была быть получена непрерывная кривая типа кривой, показанной на рис. 1.4, откуда может быть легко определена энергия пика.

Реальный амплитудный анализатор имеет конечное число каналов конечной ширины. С помощью такого анализатора должна получиться гистограмма типа той, которая показана на рис. 1.5. Определить энергию пика E_p в этом случае более трудно. Наипростейший метод выделения пиковой энергии E_p гистограммы состоял бы в предположении, что E_p равна энергии, соответствующей средней точке канала с наибольшей скоростью счета. Максимальная ошибка такого определения была бы равна полуширине канала и обычно чрезвычайно высока для амплитудного анализатора с небольшим числом каналов.

Очень точным методом определения параметров гауссовского распределения был бы такой метод, при кото-

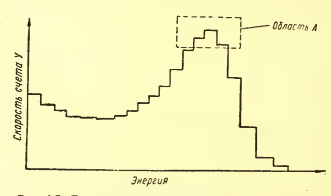


Рис. 1.5. Гистограмма: дискретное изменение амплитуды с энергией, фиксируемое конечным или реальным амплитудным анализатором.

ром величины, полученные интегрированием гауссиана по каналам, близким к пику, удовлетворяли бы обработке скоростей счета по методу наименьших квадратов. Этот метод исключительно трудоемок.

Если идеальная кривая (см. рис. 1.4) может быть аппроксимирована параболой в области, измеряемой ближайшими к пику (область A на рис. 1.5 и 1.6) тремя каналами, и если три канала имеют одинаковые ширины h, то может быть применена следующая процедура получения E_p. Эта процедура выгодна из-за разумной точности и значительной простоты.

Рассмотрим рис. 1.6, который является увеличенным изображением области A рис. 1.5. Точки a, b, c и d определяют форму канала с наивысшей скоростью счета. Соединим a с c и b с d. Абсцисса пересечения o дает энергию пика E_p.

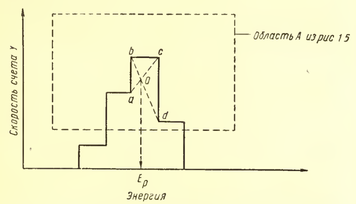


Рис. 1.6. Графический метод получения из гистограммы энергии пика.

1—10.3. Доказательство. Пусть $(E_p,\ Y_p)$ — координаты пика идеальной кривой и $(E_a,\ Y_a)$, $(E_b,\ Y_b)$, $(E_c,\ Y_c)$, $(E_d,\ Y_d)$, $(E_o,\ Y_o)$ — координаты точек a, b, c, d и o.

Если идеальная кривая может быть представлена параболой в области трех каналов, ближайших к пику, то это значит, что в этой области уравнение для кривой будет иметь вид

$$Y = Y_p - k(E - E_p)^2. \qquad (1.75)$$

Пусть какой-нибудь один из трех каналов, ближайший к пику, характеризуется следующими параметрами: $\overline{Y}$ — его высота, E_1 и E_2 — левый и правый пределы соответственно и h — его ширина.

Тогда

$$\overline{Y}h = \int_{E_1}^{E_2} Y\,dE \int_{E_1}^{E_2} \left[Y_p - k\,(E - E_p)^2\right] dE =$$

$$= Y_p h - \frac{k}{3}\,[(E_2 - E_p)^3 - (E_1 - E_p)^3]; \qquad (1.76)$$

$$\frac{3h}{K}(Y_p - \overline{Y}) = (E_2 - E_p)^3 - (E_2 - h - E_p)^3; \quad (1.77)$$

$$\frac{3}{K}(Y_p - \overline{Y}) = h^2 + 3(E_2 - E_p) = 3h(E_2 - E_p). \quad (1.78)$$

По определению $E_2 = E_1 + h$, отсюда следует:

$$\frac{3}{K}(Y_p - \overline{Y}) = h^2 + 3(E_1 - E_p)^2 + 3h(E_1 - E_2). \quad (1.79)$$

Если уравнение (1.78) применить к каналам $(E_a - h) - (E_a)$ и $(E_b) - (E_c)$, а уравнение (1.79) к каналам $(E_b) - (E_c)$ и $(E_d) - (E_{d+h})$, то получатся следующие результаты:

$$\frac{3}{K}(Y_p - Y_a) = h^2 + 3(E_a - E_p)^2 - 3h(E_a - E_p); \quad (1.80)$$

$$\frac{3}{K}(Y_p - Y_c) = h^2 + 3(E_c - E_p)^2 - 3h(E_c - E_p); \quad (1.81)$$

$$\frac{3}{K}(Y_p - Y_b) = h^2 + 3(E_a - E_p)^2 + 3h(E_a - E_p); \quad (1.82)$$

$$\frac{3}{K}(Y_p - Y_d) = h^2 + 3(E_c - E_p) + 3h(E_c - E_p). \quad (1.83)$$

Вычитая уравнение (1.82) из уравнения (1.80) и уравнение (1.81) из (1.83), получим:

$$\frac{3}{K}(Y_b - Y_a) = 6h(E_p - E_a); \quad (1.84)$$

$$\frac{3}{K}(Y_c - Y_d) = 6h(E_c - E_p). \quad (1.85)$$

Деля уравнение (1.84) на (1.85), получим:

$$\frac{Y_b - Y_a}{Y_c - Y_d} = \frac{E_p - E_a}{E_c - E_p}. \quad (1.86)$$

Рассмотрение подобных треугольников oab и ocd рис. 1.6 показывает, что

$$\frac{Y_b - Y_a}{Y_c - Y_d} = \frac{E_o - E_a}{E_c - E_o}. \qquad (1.87)$$

Сравнивая уравнения (1.86) с (1.87), приходим к выводу, что $E_o = E_p$. Поэтому результат, полученный для значения E_p в гистограмме с помощью простого метода, является точным, если идеальная кривая может быть представлена параболой в области трех каналов, ближайших к пику.

Глава 2

РАДИОАКТИВНОСТЬ

2—1. Введение

Ядерные реакции классифицируются по двум большим категориям:

1) реакции, которые происходят в результате соударений между частицами:

2) реакции, в которых ядра распадаются спонтанно и которые аналогичны мономолекулярным реакциям в химии.

Последний класс ядерных реакций объединяется под общим наименованием радиоактивности. Статистическая природа радиоактивности стала очевидной вскоре после ее открытия в 1896 г. Беккерелем. В 1905 г. фон Швейдлер показал, что статистическая интерпретация радиоактивности приводит к уравнениям, которые точно предсказывают наблюдаемый распад. При радиоактивном распаде могут быть испущены α-частицы, γ-лучи, позитроны, электроны, нейтроны или их комбинации. Спектры распада радиоактивных изотопов часто сложны. Атом данного типа может распадаться путем либо K-захвата, либо эмиссии позитрона, либо, наконец, эмиссии электрона (Cu^{64} — пример этого явления). Кроме того, распад атома часто сопровождается испусканием нескольких γ-лучей. Например, одна α-частица из Ra^{226} сопровождается в среднем эмиссией 2,29 γ-квантов. Этот факт должен приниматься во внимание в экспериментах, так как один атомный распад необязательно соответствует одному отсчету.

Существенное значение в этом отношении имеют опубликованные схемы распада радиоактивных изото-

пов. Примеры таких публикаций приводятся в справочнике по химии и физике [25], работе Слека и Вей [26] и таблицах радиоактивных ядер Стена [27]. Схемы показывают, сколько частиц, которые в принципе можно сосчитать, сопровождают каждый атомный распад данного вида радиоактивности.

2 — 2. Элементарная теория

Скорость радиоактивного распада дается уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N, \tag{2.1}$$

где λ — постоянная распада; N — число атомов в момент времени t; λN — число распадов в единицу времени (абсолютная активность).

В общем случае параметр λ остается постоянным при любых физических и химических изменениях. Работа Бейнбриджа с радиоактивным изомером Tc^{99m} по исследованию влияния давления на процесс радиоактивного распада показывает, что изменение давления должно быть 10^5 *бар* или больше, чтобы изменение в λ стало наблюдаемым. При 10^5 *бар,* как сообщил Бейнбридж, распад Tc^{99m} идет быстрее на 0,02%, с ошибкой меньше чем 0,01%.

Интегральная форма уравнения (2.1), как легко показать, будет:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{2.2}$$

где N_0 — число радиоактивных атомов данного вида в момент $t=0$. Средний период $\bar{t}$ определяется умножением dN на t и интегрированием от 0 до ∞:

$$\left.\begin{aligned} \int_{N_0}^{0} t dN = \bar{t} N_0 = -\int_{0}^{\infty} \lambda N_0 e^{-\lambda t} t dt; \\ \tau = \bar{t} = 1/\lambda. \end{aligned}\right\} \tag{2.3}$$

Среднее время жизни τ — это время, в конце которого начальное количество радиоактивного изотопа ω_0 уменьшается до ω_0/e: τ может быть использовано для расчета полного числа атомных распадов при полном распаде

любого данного количества радиоактивного изотопа. Поэтому одно микрокюри S^{35} ($T_{0,5}=86,35$ дня) дало бы около $3,99 \cdot 10^{11}$ β-частиц при полном распаде. Число распадов за время t давалось бы выражением $N_0-N(t)$ или $N_0(1-e^{-\lambda t})$ и полное число распадов к моменту t будет:

$$N_0\lambda \int\limits_0^t e^{-\lambda t} dt.$$

Расчет любого периода, такого, как период полураспада $T_{0,5}$ или период $T_{0,1}$, легко сделать из уравнения (2.2), так как эти периоды являются временами, в конце которых число атомов в образце уменьшается до половины $\omega_0/2$ или до $0,1\omega_0$ первоначального количества.

Простые математические выкладки приводят к следующим результатам:

$$T_{0,5} = \tau \ln 2 = \frac{\ln 2}{\lambda}; \tag{2.4}$$

$$T_{0,1} = \tau \ln 10 = \frac{\ln 10}{\lambda}. \tag{2.5}$$

Параметры $T_{0,5}$, τ и λ взаимно связаны, и если известен один, то можно определить другие. Уравнение (2.1) имеет много полезных вариантов, например:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= -\lambda N = -\frac{\lambda\omega N_a}{M} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t}; \\ \frac{dN}{dt} &= -\left(\frac{N_0}{\tau}\right) 2^{-t/T_{0,5}} = -\lambda N_0 10^{-t/T_{0,1}}, \end{aligned}\right\} \tag{2.6}$$

где ω — масса радиоактивного образца в некоторый момент времени t; M — атомный вес; N_a — число Авогадро.

Здесь нужно отметить различие между абсолютной активностью или абсолютной скоростью распада λN и измеренной активностью или скоростью счета A. Последняя величина получается непосредственно из измерений со счетчиком Гейгера — Мюллера в течение определенного периода времени, или она может быть скоростью счета, наблюдаемой с помощью измерителя скорости счета. Как правило, измеряемая активность меньше, чем абсолютная активность, исключая случай, когда используется 4π-счетчик. В последнем случае обе активности долж-

ны быть равны, если предположить, что введены все необходимые поправки, такие, как, например, поправки на поглощение.

Измеряемая активность, однако, прямо пропорциональна абсолютной активности, и две активности связаны соотношением

$$A = k\frac{dN}{dt} = k\lambda N_0 e^{-\lambda t} = k\lambda\left(\frac{\omega}{M}\right)N_a, \qquad (2.7)$$

где k — константа пропорциональности, а остальные величины имеют прежнее значение.

Наблюдаемый счет следует закону распада, выраженному уравнением (2.2), из уравнения (2.7):

$$A = A_0 e^{-\lambda t}. \qquad (2.8)$$

При изучении радиоактивности часто интересуются измерением λ. Решение этой проблемы обычно включает в себя расчет наклона прямой линии, дающей зависимость активности от времени в полулогарифмическом масштабе. Без измерителя скорости счета, однако, измерение скоростей счета в точное время t практически невозможно, за исключением случаев, когда периоды полураспада так велики, что скорости счета практически постоянны. Поэтому можно довольствоваться средней скоростью счета или измеряемой активностью в течение некоторого интервала времени $\Delta t = t_2 - t_1$. Простая методика, на которой основана процедура усреднения, обсуждалась Блейлером и Гольдсмитом [28]. Полный счет C дается выражением

$$\left.\begin{aligned} C = \int_{t_1}^{t_2} A\,dt = \overline{A}(t_2 - t_1) \equiv \overline{A}\Delta t = \int_{t_1}^{t_2} A_0 e^{-\lambda t}\,dt; \\ \overline{A} = \frac{A_0}{\lambda\Delta t}\left(e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (2.9)$$

Можно предположить, что существует следующая связь между $\overline{A}$ (средней скоростью счета в интервале времени $t_2 - t_1$) и A_0:

$$\overline{A} = A_0 e^{-\lambda t'} = \frac{C}{\Delta t}. \qquad (2.10)$$

Тогда эта средняя величина может быть построена в функции времени t', и из этого графика можно легко получить:

$$\frac{d}{dt'} \ln \overline{A} = -\lambda; \qquad (2.10а)$$

$$\frac{(d/dt')(\lg A)}{\lg e} = -\lambda. \qquad (2.10б)$$

Величина t' должна быть оценена перед построением графика $\overline{A}(t')$. Это достигается соответствующим преобразованием уравнений (2.9) и (2.10), что приводит к

$$t' = t_1 - \frac{1}{\lambda} \ln \left(\frac{1 - e^{-\lambda \Delta t}}{\lambda \Delta t} \right). \qquad (2.11)$$

Уравнение (2.11) дает точную величину времени t', которому соответствует A. Уравнение (2.11) может быть упрощено с помощью двух приближенных разложений.

Во-первых, запишем:

$$1 - e^{-\lambda \Delta t} \approx \lambda \Delta t - \frac{\lambda^2 (\Delta t)^2}{2} + \frac{\lambda^3 (\Delta t)^3}{6}.$$

Деление этого выражения на $\lambda \Delta t$ сведет логарифмический член уравнения (2.11) к $\ln\{ 1-[\lambda \frac{\Delta t}{2} - \lambda^2 (\Delta t)^2/6] \}$*

Последнее выражение так же может быть разложено с использованием первых трех членов разложения:

$$\ln \left\{ 1 - \left[\frac{\lambda \Delta t}{2} - \frac{\lambda^2 (\Delta t)^2}{6} \right] \right\} = -\left[\frac{\lambda \Delta t}{2} - \frac{\lambda^2 (\Delta t)^2}{6} + \frac{\lambda^2 (\Delta t)^2}{8} \cdots \right].$$

В конечном счете уравнение (2.11) приобретет следующий приближенный вид:

$$t' \approx \frac{t_1 + t_2}{2} - \frac{\lambda (\Delta t)^2}{24}. \qquad (2.12)$$

Если

$$\lambda \Delta t \ll 1 \quad \text{и} \quad \overline{t} \equiv (t_1 + t_2),$$

---

* Если в этом приближенном выражении использовано недостаточное число членов, то результирующий поправочный член в уравнении (2.13) будет положительным.

то

$$
\left.\begin{aligned}
t' &\approx \bar{t} - \frac{\lambda(\Delta t)^2}{24} = \bar{t} - \left[(\ln 2)\,\frac{\Delta t}{T_{0,5}}\right]\frac{\Delta t}{24}\,; \\
t' &\approx \bar{t} - 0{,}0289\,\frac{(\Delta t)^2}{T_{0,5}}\,.
\end{aligned}\right\} \qquad (2.13)
$$

Если поправкой пренебречь, уравнение (2.13) можно свести к виду

$$t' = \bar{t}. \qquad (2.14)$$

Первый поправочный член уравнения (2.13) $\lambda(\Delta t)^2/24$ часто пренебрежимо мал. Это благоприятное обстоятельство означает, что не требуется предварительного знания λ и что в первом приближении может быть использовано уравнение (2.14). Если этой поправкой пренебречь нельзя, то может подойти приближенная величина λ.

Действительно, средняя измеряемая активность $\bar{A}$ может быть построена в средней точке интервала $t_2—t_1$; если желательна бо́льшая точность построения, может быть сделана соответствующая подгонка к шкале времени.

Как показано ниже, это привело бы к сдвигу во временной шкале. Применение описанной выше процедуры было проверено при построении кривой, изображенной на рис. 5.1.2. Для этой цели уравнение (2.14) рассматривалось как точное при определении t'. Использование уравнения (2.13) уменьшило бы t' на величину $\lambda(\Delta t)^2/24$, или $\sim 0{,}05$ *сек*. В данном случае было решено не использовать эту поправку, так как по величине она была порядка толщины линии координатной сетки. Чтобы найти t' для начальной скорости счета 507 *имп*/15 *сек*, t_1 было взято равным нулю, а $t_2=15$ *сек* и соответственно $t'=7{,}5$ *сек* (или 7,4 *сек*, если используется поправка). Для следующей скорости счета 262 *имп*/15 *сек* $t_1=30$ *сек*; $t_2=45$ *сек* и $t_1=37{,}5$ *сек* (или 37,4 *сек*, если вводится поправка).

Лучшие данные получаются, когда используются интегральные построения. О применении этого метода было сообщено Штудиром и Хайдом [29, 30], которые исследовали радиоактивный ряд протактиния. Они построили график $C_\infty—C_t$ в зависимости от t (C_∞ — полное число

наблюдаемых импульсов при полном распаде и C_t — число наблюдаемых импульсов в конце времени t). Очевидное преимущество этого метода то, что статистика становится лучше. Например, этим методом Штудир и Хайд определили период полураспада R^{222}, равный 38 *сек*.

График на рис. 5.1.2. обнаруживает довольно большой разброс точек, который обычно наблюдается у радиоактивных изотопов с короткими периодами полураспада, лежащими, например, в интервале от 10 до 1000 *сек*. Лучшие результаты, однако, могут быть достигнуты при использовании интегрального метода Штудира и Хайда.

В этом методе число импульсов C_t, накопленное от некоторого начального времени t_0 до некоторого времени t (конца каждого последующего интервала времени), вычитается из полного числа импульсов, наблюдаемых от t_0 до t_n (конца счета). Каждый счет (т. е. C_∞ и C_t) поправляется на фон. Затем значения $C_\infty - C_t$ для некоторого момента времени t строятся в полулогарифмической шкале и определяется наилучшая прямая линия. Рассеяние точек становится меньше, что является хорошей рекомендацией для использования метода интегрального построения при указанных обстоятельствах. Период полураспада получается обычным способом.

Таким образом, в случае радиоактивных изотопов с короткими периодами полураспада уравнение (2.13) дает возможность получить время t', находящееся в некотором коротком интервале между временем t и $t+\Delta t$, к которому относится результат измерения. Кроме того, та же самая проблема может быть решена интегральным методом. Могут быть, однако, случаи, когда нужно получить из измеренной скорости счета истинную скорость счета. Это может быть выполнено следующим анализом. Пусть $(\Delta C/\Delta t)_m$ будет измеренной скоростью счета, где ΔC — число отсчетов в интервале между t и $t+\Delta t$.

$$\frac{\Delta C}{\Delta t} = \frac{\Delta C}{\tau} \, \frac{e^{-\Delta t/2\tau}}{1 - e^{-\Delta t/\tau}}. \qquad (2.15)$$

В общем случае:

$$\left(\frac{\Delta C}{\Delta t}\right)_m > \frac{\Delta C}{\Delta t}.$$

Причем $\Delta C/\Delta t$ может быть аппроксимировано следующим соотношением:

$$\frac{\Delta C}{\Delta t} = \left(\frac{\Delta C}{\Delta t}\right)_m \frac{1 - \Delta t}{2\tau} \qquad (2.16)$$

при условии, что членами выше первого порядка можно пренебречь.

В уравнении (2.16), как и в случае уравнения (2.13), τ или его эквивалент в общем неизвестен и является предметом измерения. Обычно эта величина может быть оценена с точностью, достаточной для использования его в уравнении (2.16). В измерениях с импульсным источником нейтронов нейтронный импульс высвечивается в течение очень короткого интервала времени, поэтому может оказаться, что описанный выше метод определения истинной скорости счета был бы полезен для таких измерений.

Нет нужды применять процедуру, описанную в предыдущих разделах к радиоактивным изотопам с очень длинными периодами полураспада, так как в этих случаях активность является постоянной в течении любого разумного времени счета и величина λ получается легко из уравнения (2.7). Это означает, что вес образца ω не изменяется сколько-нибудь значительно в течение времени наблюдения. Например, в случае $U^{235,238}$, Pu^{239}, C^{14}. Если предположить, что в уравнении (2.7) величина k известна из независимого эксперимента, то λ, T или $T_{0,5}$ можно рассчитать из уравнения:

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{\ln 2}{T_{0,5}} = \frac{AM}{k\omega N_a}, \qquad (2.17)$$

где A — измеренная скорость счета и ω — масса вещества.

2 — 3. Активация

Искусственные радиоактивные изотопы могут быть получены различными путями, т. е. необходимый для этой цели поток нейтронов может быть получен с помощью реактора или какой-либо ядерной реакции (x, n), как, например, реакции типа $D(d, n)Be$. Скорость получения радиоактивного изотопа пропорциональна плотности потока нейтронов и сечению активации. Для тон-

кого образца в однородном потоке нейтронов Ф скорость получения изотопа P равна:

$$P = \Sigma_{ac} \Phi V, \tag{2.18}$$

где Σ_{ac} — макроскопическое сечение активации; Φ — плотность потока нейтронов и V — объем облучаемого образца.

Если произведенный изотоп устойчив, то количество изотопа в какое-либо время t было бы просто равно произведению скорости P и времени облучения. Однако образование и распад изотопа происходят одновременно. Скорость распада равна λN, где N — число атомов изотопа в некоторый момент времени t. Тогда чистая скорость производства изотопа будет определяться уравнением:

$$\frac{dN}{dt} = \Sigma_{ac} \Phi V - \lambda V. \tag{2.19}$$

Интегрируя, получаем:

$$N_1 = \Sigma_{ac} \Phi V \frac{(1 - e^{-\lambda t_1})}{\lambda}, \tag{2.20}$$

где N_1 — число атомов радиоактивного изотопа, существующих в конце времени облучения t_1.

Соответствующая абсолютная активность в момент времени t_1 равна:

$$\lambda N_1 = \Sigma_{ac} \Phi V (1 - e^{-\lambda t_1}), \tag{2.21}$$

что зафиксирует счетчик, предназначенный для регистрации активности, определяемой уравнением (2.21).

Из предыдущих рассмотрений вытекает, что измеряемая счетчиком активность A будет определяться выражением:

$$A_1 = k \lambda N_1 = k \Sigma_{ac} \Phi V (1 - e^{-\lambda t_1}). \tag{2.22}$$

Если время облучения t_1 бесконечно, то можно получить ограниченную величину измеряемой активности, называемую а к т и в н о с т ь ю   н а с ы щ е н и я:

$$A_s = k \Sigma_{ac} \Phi V. \tag{2.23}$$

Соответственно,

$$A_1 = A_s (1 - e^{-\lambda t_1}). \tag{2.24}$$

Как правило, после того как фольга или образец удален от источника излучения, до начала счетчика проходит некоторое время. Если счет начинается в момент времени t_2, то активность фольги в этот момент будет:

$$A_2 = A_s(1 - e^{-\lambda t_1})\, e^{-(t_2 - t_1)}. \qquad (2.25)$$

Если A_s является искомой величиной, то уравнение (2.25) можно переписать в виде

$$A_s = \frac{A_2}{(1 - e^{-\lambda t_1})\, e^{-\lambda (t_2 - t_1)}}. \qquad (2.26)$$

Когда значение A_2 в момент времени t_2 известно, то можно определить A_s — активность насыщения образца или фольги. Как следует из предыдущих рассмотрений, величину A_2 легко найти, если время счета очень коротко в сравнении с периодом полураспада радиоактивного вещества. Если это не так, то соответствующее выражение получается интегрированием, которое дает полное число импульсов C в течение некоторого интервала времени от 0 до $t_3 - t_2$.

Очевидно, что так как уравнение (2.26) представляет активность в момент начала счета, интервал времени счета будет заключен между некоторым нулевым моментом $t_2 - t_2$ и $t_3 - t_2$, где t_2 — означает конец выдержки и начало времени счета. Счет заканчивается в момент времени t_3. Нужно помнить, что время t_1, t_2 и t_3 отсчитывается от момента начала облучения.

При указанных условиях полное число импульсов дается выражением:

$$C = \int_0^{t_3 - t_2} A\,dt = A_s(1 - e^{-\lambda t_1})\, e^{-\lambda (t_2 - t_1)} \int_0^{t_3 - t_2} e^{-\lambda t} dt. \quad (2.27)$$

Решением уравнения (2.27) будет:

$$C = \frac{A_s}{\lambda}\,(1 - e^{-\lambda t_1})(e^{-\lambda (t_2 - t_1)})(1 - e^{-\lambda (t_3 - t_2)}). \quad (2.28)$$

Уравнение (2.28) можем представить в следующих двух вариантах:

$$A_s = \frac{\lambda C}{(1 - e^{-\lambda t_1})\, e^{-\lambda (t_2 - t_1)} (1 - e^{-\lambda (t_3 - t_2)})}; \qquad (2.29)$$

$$A_s = \frac{\lambda C}{(1 - e^{-\lambda t_1})(e^{-\lambda (t_2 - t_1)} - e^{-\lambda (t_3 - t_1)})}. \qquad (2.30)$$

Хотя ряд уравнений предшествующего раздела может быть использован при соответствующих условиях для любых радиоактивных веществ, они главным образом применяются при экспериментальном изучении радиоактивности облученных фольг. Следующие численные примеры иллюстрируют их использование в этом случае.

Предположим, нужно рассчитать плотность потока нейтронов, связанную с определенной измеряемой активностью. Плотность потока Ф может быть записана как nv, где n — плотность нейтронов, а v — их скорость. Скорость взаимодействия R нейтронов с ядрами образца дается выражением:

$$R = \Phi\sigma_{ac}NYS = nv\sigma_{ac}NYS, \qquad (2.31)$$

где σ_{ac} — микроскопическое сечение активации; N — число ядер образца, *см*^{3}; n — число нейтронов, *см*^{3}; v — скорость нейтронов; Y — толщина фольги или образца; S — площадь поверхности фольги, *см*^{2}.

Вариант уравнения (2.31) имеет вид

$$R = \frac{\Phi\sigma_{ac}\delta SN_a}{M}, \qquad (2.32)$$

где δ — поверхностная плотность вещества на единицу площади фольги; M — атомный вес радиоактивного изотопа, а другие обозначения имеют прежние значения.

Скорость взаимодействия в терминах активностей можно выразить как

$$R = \frac{A_s}{E} = \frac{\lambda C_s}{E}, \qquad (2.33)$$

где E — эффективность счетчика, обычно близкая к 1, в случае β-счета и C_s (т. е. $A_s\tau = C_s$) — полный счет при насыщении [см. уравнение (2.30)].

С помощью уравнений (2.30), (2.31) и (2.33) получаем:

$$\Phi = \frac{\lambda C}{ES\sigma_{ac}NY\,(1 - e^{-\lambda t_1})\,(e^{-\lambda (t_2 - t_1)} - e^{-\lambda (t_3 - t_1)})}. \qquad (2.34)$$

Данные эксперимента по определению плотности потока нейтронов активацией индиевой фольги приведены ниже.

Параметры индиевой фольги

Толщина, в тысячных дюйма	5 (0,0126 *см*, или 0,092 *г/см*²)
Диаметр, *см*	2,585
Площадь поверхности одной стороны фольги, *см*²	5,23
Плотность, *г/см*³	7,31
Сечение активации, *барн*	155
Плотность атомов индия на 1 *см*² фольги	$\frac{\rho NaY}{M} = \frac{7{,}31\cdot 0{,}602\cdot 10^{24}\cdot 0{,}0126}{115} = 4{,}83\cdot 10^{20} = NY$
Среднее время жизни радиоактивного изотопа, *мин*	78,1

Данные эксперимента

Время облучения t_1, *мин*	300
Время выдержки $t_2 - t_1$, *мин*	10
Конец времени счета t_3, *мин*	320
Время выдержки плюс время счета $t_3 - t_1$, *мин*	20
Время счета $t_3 - t_2$, *мин*	10
Полный счет C	106, 400
Эффективность	0,98

Расчеты [по уравнению (2.34)]

$$\Phi = 106{,}400\,(78{,}1\cdot 5{,}23\cdot 155\cdot 10^{-24}\cdot 4{,}83\cdot 10^{20}\cdot 0{,}98\cdot 0{,}979\cdot 0{,}106) = 34200\ \textit{нейтрон/см}^2\cdot\textit{мин} = 570\ \textit{нейтрон/см}^2\cdot\textit{сек}.$$

2—4. Разложение сложных кривых радиоактивного распада на отдельные составляющие

Исследование кривых распада проводится довольно просто для изотопов, имеющих единственный период полураспада. Это очевидно из уравнения (2.10а). Однако имеется много примеров, когда в полулогарифмической шкале получаются кривые линии и разложение кривой на ряд прямых линий, каждая из которых соответствует отдельному периоду полураспада, становится довольно сложным процессом.

Ниже будет рассмотрен только простой пример радиоактивного вещества с двумя периодами полураспада. Разложение более сложных кривых распада обсуждается во многих учебниках (как, например, [31]) и работах (в частности [32]). Измеряемая активность A образца, содержащего два радиоактивных изотопа A_1 и A_2, в по-

лулогарифмическом масштабе не дает прямой линии и может быть аналитически представлена как

$$A = A_{01}e^{-\lambda_1 t} + A_{02}e^{-\lambda_2 t} = A_1 + A_2. \qquad (2.35)$$

График активности этого типа показан на рис. 2.1. Начальный наклон кривой этого графика дается уравнением

$$\frac{d}{dt}(\ln A) = -\frac{\lambda_1 A_{01} + \lambda_2 A_{02}}{A_{01} + A_{02}}, \qquad (2.36)$$

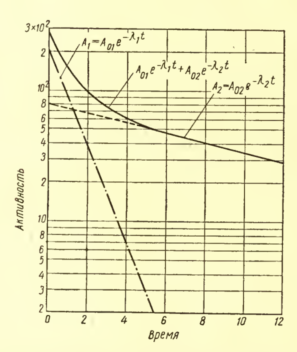


Рис. 2.1. График измерений активности для образца, содержащего два радиоактивных изотопа. Сплошная кривая $A = A_1 + A_2$ разложена на две прямые линии A_1 и A_2.

где A_{01} и A_{02}, λ и λ_2 — начальные измеряемые активности и постоянные распада соответственно.

После построения кривой по данным эксперимента, как показано на рис. 2.1, следующим шагом является

экстраполяция прямолинейной части этой кривой с правой стороны до пересечения с осью ординат. Активность A_2, определяемая этой прямой линией, затем вычитается из экспериментальной кривой A_1+A_2 и разница также наносится на график. Если имеются только две активности, то получающийся в результате график должен быть линейным представлением активности A_1.

Периоды полураспада активностей A_1 и A_2 получаются простыми расчетами. В обоих случаях предполагается, если это оправдывается важностью конечных результатов, что прямые линии проводятся по методу наименьших квадратов. Нужно помнить, что экспериментальные активности подвержены случайным флуктуациям. Это означает, что положение и наклон прямой линии, если она выбрана визуально, могут разумно попадать в некоторые определенные пределы, так что имеется бесконечное число прямых линй. Является ли выбор хорошим или нет, можно судить по поведению активности короткоживущей компоненты, которая получается как результат вычитания. Если прямая линия долгоживущей компоненты проведена слишком высоко по отношению к «истинной» линии, то в переходной области вычтено слишком много, и активность короткоживущей компоненты представляется вогнутой кривой. Обратное явление будет наблюдаться в том случае, если прямая линия для долгоживущей активности проведена слишком низко по отношению к истинной кривой.

Этот метод анализа был использован для разделения нескольких периодов — предшественников запаздывающих нейтронов в опыте, описанном в гл. 6.

Наконец, если результаты достаточно важны, чтобы оправдать время и труд экспериментатора, данные должны быть обработаны по методу наименьших квадратов, чтобы получить так называемую н а и л у ч ш у ю п р я м у ю л и н и ю или, если график нелинеен, н а и л у ч ш у ю к р и в у ю. При этих обстоятельствах также должен быть определен коэффициент корреляции, чтобы можно было оценить отправной уровень результата. Эти методы были вкратце обсуждены в гл. 1.

Глава 3

АППАРАТУРА

3—1. Активационные детекторы-фольги

Активационные детекторы-фольги изготовляют из веществ, содержащих химические элементы, которые могут быть использованы для детектирования нейтронов, в особенности медленных. Детектирование посредством фольг возможно потому, что изотопы элементов, содержащиеся в фольгах, становятся радиоактивными при захвате нейтронов. Преимущество фольг как детекторов то, что они не чувствительны к γ-лучам и β-частицам и требуют минимума пространства для их размещения. Недостатком является то, что фольги должны быть облучены, а затем измерена их активность. Иногда это связано с нежелательной затратой времени. Если используются соответствующие фольги и экспериментальная техника, то могут быть зарегистрированы нейтроны с данной энергией.

Так, например, индий может быть использован для определения плотности нейтронов с энергией 1,458 *эв* как функция расстояния от источника нейтронов в конкретной среде, как, например, вода или графит. Таким способом может быть определен, например, возраст нейтронов Pu — Be-источника до резонанса In.

3—1.1. Поправки. Использование фольг для точных расчетов таких величин, как плотности потока нейтронов и периоды полураспада, требует введения некоторых поправок.

а) Поправки на фон. Среди всех поправок первой является поправка на фон. Продолжительность счета фона зависит от нескольких факторов, кото-

рые проявляются, когда экспериментатор пытается решить конкретную задачу. Продолжительность счета фона должна быть такой, чтобы получить минимальную ошибку. В случаях, когда полное время опыта фиксировано, экспериментатор должен определить, сколько времени необходимо для счета фона и образца. Это разделение должно быть выбрано так, чтобы получить минимальную ошибку в результате. При этих условиях оптимальное время счета фона и образца может быть рассчитано из уравнения (1.74).

б) Поправка на толщину [33, 34]. Фольга имеет некоторую оптимальную для счета толщину. Для индия оптимальная толщина примерно составляет величину порядка 100 *мг/см²* с относительно небольшими изменениями чувствительности в интервале $125 \pm \pm 25$ *мг/см²*.

Когда толщина возрастает, чувствительность (эффективность) медленно падает: во-первых, из-за самопоглощения частиц в фольге, во-вторых, потому, что сильнопоглощающие вещества снижают плотность потока нейтронов в непосредственной близости к ним, и, в-третьих, потому, что более глубокие слои фольги взаимодействуют с меньшим числом нейтронов в результате ослабления потока нейтронов. Имеется также эффект ужестчения спектра, так как поглощение больше для медленных нейтронов, чем для быстрых. Поэтому поток нейтронов обогащается быстрыми нейтронами по мере того, как нейтроны проникают внутрь фольги. Все эти эффекты обусловливают возмущение потока, наблюдаемое в месте расположения поглотителей.

Самопоглощение [35]. Когда линейные размеры фольги меньше, чем длина поглощения β-частиц, фольга считается тонкой. Для таких фольг самопоглощение β-частиц часто пренебрежимо мало. Если должны быть использованы более толстые фольги, эффект самопоглощения может стать проблемой для экспериментатора. Он может решить ее предварительной калибровкой фольг или снятием эмпирической зависимости величины эффекта самопоглощения от толщины фольги.

Если активируемая фольга испускает вместе с β-частицами γ-лучи, проблема может быть решена регистрацией γ-лучей. Аналитически поправка на самопоглощение может быть сделана способом, описанным ниже.

Часть вышедших из фольги β-частиц выражается уравнением

$$f = e^{-\mu d}, \tag{3.1}$$

где d — линейная толщина поглотителя, а μ — линейный коэффициент ослабления, который в общем зависит от энергии β-частиц.

Массовый коэффициент ослабления μ/ρ, где ρ — плотность, почти не зависит от типа поглотителя. Уравнение (3.1) может быть также использовано для введения поправки на поглощение β-частиц окошком счетчика, если это необходимо. Если уравнение (3.1) проинтегрировать по толщине детектора, то получим:

$$F_{c.o} = \frac{1}{\mu d}(1 - e^{-\mu d}), \tag{3.2}$$

где d — толщина детектора, а

$F_{c.o}$ — коэффициент, на который нужно разделить наблюдаемый счет, чтобы получить правильную величину счета, т. е. $F_{c.o} = A/A_0$,

где A_0 — истинная активность фольги и

A — наблюдаемая активность.

Депрессия потока. В соответствии с работами Титтла [36], депрессия потока может быть рассчитана по теории Боте, которую Титтл усовершенствовал, заменив в первоначальной формуле Боте длину рассеяния на транспортную длину. Фактор F_{sp}, на который нужно умножить измеренный счет фольги, чтобы получить правильный счет, дается следующими формулами:

если

$$R \gg \lambda_{tr},$$

то

$$F_{sp} = 1 + \frac{\alpha}{2}\left[\frac{3RL}{(2\lambda_{tr})(R + L)} - 1\right]; \tag{3.3}$$

если

$$R \ll \lambda_{tr},$$

то

$$F_{sp} = 1 + \left(\frac{0{,}34\alpha R}{\lambda_{tr}}\right). \tag{3.4}$$

Члены, входящие в уравнения (3.3) и (3.4), можно подсчитать из выражений:

$$\alpha = 1 - e^{-\mu d}(1 - \mu d) + \mu^2 d^2 E_i(-\mu d); \qquad (3.5)$$

$$L^2 = \frac{\lambda_{tr}\lambda_a}{3\left(1 - \frac{2\lambda_{tr}}{5\lambda_s}\right)^2} \qquad (3.6)$$

[уравнение (3.6) используется в случае сред, обладающих умеренным поглощением и неизотропным рассеянием] и

$$L \approx \frac{\lambda_{tr}\lambda_a}{3} \qquad (3.7)$$

[уравнение (3.7) целесообразно использовать в случае сред со слабым поглощением, таких, как вода и графит].

В уравнениях (3.1) — (3.7): R — радиус фольги; $\lambda_{tr} = \lambda_s/(1 - \overline{\cos\psi})$ — транспортная длина для среды, окружающей фольгу, где $\overline{\cos\psi}$ усреднено по углам падения нейтронов на фольгу (для несвязанных или свободных атомов $\overline{\cos\psi}$ равен величине $2m/3M$, где m и M — атомные веса налетающей частицы и ядра мишени соответственно); ψ — угол рассеяния в лабораторной системе координат; α — средняя вероятность поглощения нейтрона в фольге толщиной d; μ — коэффициент поглощения нейтронов в фольге, соответствующий эффективной энергии тепловых нейтронов $(4/\pi)kT$, которая равна 0,032 *эв* при 20° С; d — линейная толщина фольги, *мг/см²*; $E_i(-\mu d)$ — интегральная экспоненциальная функция [37] от аргумента $-\mu d$; L — длина диффузии нейтронов в среде, в которую помещена фольга; N — число ядер мишени на 1 *см³*; $\lambda_a = \frac{1}{N\sigma_a}$ длина поглощения нейтронов в среде; $\sigma_a - \sigma_a$ (2200 *м/сек*) $\cdot \sqrt{\frac{\pi}{2}}$ — микроскопическое сечение поглощения при средней скорости максвелловского распределения, соответствующей энергии $(4/\pi)kT$, где k — постоянная Больцмана и T — абсолютная температура; σ_a(2200 *м/сек*), обозначаемая часто как $\sigma_{a(kT)}$, — сечение поглощения в среде для нейтронов, имеющих скорость 2200 *м/сек*; λ_s — длина рассеяния нейтронов; μd — число длин свободного пробега нейтронов на толщине фольги d.

Если толщина фольги d и коэффициент поглощения фольги μ известны и функция $E_i(-\mu d)$ определена из таблиц интегральных экспоненциальных функций [37], то величина α может быть рассчитана. Если известно μd, α может быть определено из рис. 3.1. Если известны α, радиус фольги, диффузионная длина и транспортная длина, может быть рассчитано значение F_{sp}.

Со времени усовершенствования Титлом формулы Боте были сделаны другие работы по изучению возмущений плотности нейтронного потока, производимых фольгой. Скирм предложил другую теорию [38]. Галлахер [39] выполнил эксперимент с индиевыми фольгами и показал, что теория Боте хорошо согласуется с опытом для фольг с диаметром около 1,9 *см*, в то время как для фольг с диаметром 3,80 *см* согласие хуже. Сола [40], используя золотые фольги толщиной от 0,0025 до 0,05 *см* с радиусами 1,27; 0,3175; 0,1587 *см*, показал, что теория Боте в общем дает хорошее согласие с экспериментом, лучшее, чем теория Скирма.

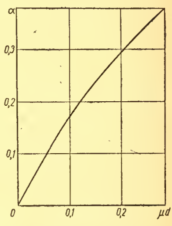


Рис. 3.1. Средняя вероятность α-поглощения нейтронов изотропного потока, падающего на пластинку толщиной d с коэффициентом поглощения μ [36].

Тем не менее последняя работа Ритчи и Элдриджа [41] показывает, что еще необходимо систематическое изучение поглощения в фольгах. Интересная статья по депрессии потока нейтронов поглотителями была опубликована Цвейфелем [42].

Депрессия потока может также наблюдаться и в измерениях счетчиками, таких, как BF_3-счетчики и камеры деления, поэтому может возникнуть проблема поправок для наблюдаемых скоростей счета.

в) Поправки на поглощение резонансных нейтронов кадмием. Во многих экспериментах появляется необходимость экранировать детектирую-

щие фольги от тепловых нейтронов: например, в измерениях возраста нейтронов и резонансных интегралов.

Кадмий поглощает не только тепловые нейтроны, но также нейтроны более высоких энергий, следовательно, активация закадмированной фольги резонансными нейтронами становится за счет этого эффекта несколько меньше. Поэтому необходимо вводить поправку на поглощение резонансных нейтронов кадмием. Обозначим эту поправку через F_{Cd}. Она зависит как от толщины кадмия, так и от толщины детектирующей фольги. Поправка F_{Cd} для индия [36] может быть получена из графика, изображенного на рис. 3.2.

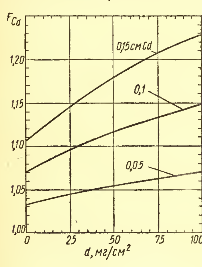


Рис. 3.2. Зависимости поправочного коэффициента F_{Cd} от толщины индиевой фольги d для различных толщин Cd (см. ссылку к рис. 3.1).

г) Поправка на фольги с несколькими периодами полураспада активности. Многие из используемых на практике фольг после их облучения обладают наряду с изучаемой активностью еще несколькими активностями. В таких случаях посторонние активности, если ими нельзя пренебречь, должны быть проанализированы. Соответствующие сечения, не говоря уже о периодах полураспада, также должны быть приняты во внимание, если необходимо оценить вклад сопутствующей активности.

Например, радиоактивный родий имеет два периода полураспада (42 *сек* и 4,4 *мин*) с сечением активации для kT-нейтронов 140 ± 30 *барн* и 12 ± 2 *барн* соответственно. Исходя из этих данных может быть выбрано время облучения фольги, которое будет оптимальным с точки зре-

ния достижения максимального отношения величины исследуемой активности к величине сопутствующей активности.

Так, в случае родия время облучения должно составлять величину менее 4 *мин*, если в данном опыте представляет интерес активность с периодом 42 *сек*. Необходимо также учитывать, что если данная родиевая фольга должна быть облучена повторно, то активность с более длинным периодом полураспада может возрасти до значительной величины, когда перерывы между облучениями слишком малы.

д) Поправка на активацию нейтронами более высоких энергий. В некоторых случаях [43—45] активность фольги может быть завышена за счет активации ее нейтронами, энергия которых выше или ниже, чем энергия нейтронов, представляющих непосредственный интерес.

Степень завышения активности будет зависеть от толщины фольги. Для исключения этого эффекта в том случае, если его величина существенна, необходимо вводить соответствующие поправки. Например, активация индиевых фольг нейтронами с энергиями, превышающими энергию резонанса при 1,458 *эв*, может быть оценена измерением активации индиевой фольги, покрытой слоем бора с толщиной, достаточной для того, чтобы поглотить нейтроны с энергией 1,458 *эв*. На практике, однако, исключение вклада в активность фольги, обусловленного нейтронами более высоких энергий, может быть достигнуто некоторыми другими методами.

Метод, описанный ниже, обсуждался в работе Стюарта и Гевина [44]. Этот метод вкратце состоит в следующем: активируется окруженная кадмием одиночная индиевая фольга и пачка из трех одинаковых фольг, также окруженная кадмием. Активность внутренней индиевой фольги в пачке вычитается из активности одиночной фольги. Результат представляет собой активность, обусловленную нейтронами с энергией 1,458 *эв*.

е) Поправки на фольги переменной толщины. Толщина данного экрана или фольги может меняться в зависимости от угла падения нейтронов. В так называемых экспериментах на пучках нейтроны падают перпендикулярно поверхности фольги. Расстояние, проходимое нейтроном, равно толщине фольги,

и интенсивность падающего пучка уменьшается в соответствии с законом:

$$e^{-\Sigma(E)x},$$

где $\Sigma(E)$ — макроскопическое сечение, зависящее от энергии, а x — толщина фольги.

Однако для фольги, помещенной в изотропный поток, эффективная толщина ее больше, чем толщина по нормали, примерно в два раза. Например, в экспериментах с кадмиевым фильтром энергетическая граница обрезания потока нейтронов кадмием в 0,4 *эв* в соответствии с Юзом [47] обеспечивается толщиной кадмия 0,22 *г/см²* для изотропного потока и 0,44 *г/см²* для параллельного пучка.

ж) Поправки на конечные размеры фольги и источника. Поправки на конечные размеры фольги и источников нейтронов могут потребоваться во многих случаях, например при змерениях возраста нейтронов. Объяснение поправок, рассчитываемых по приводимым ниже уравнениям (3.8) — (3.10), можно найти в «Справочнике по реакторам» [46]. Уравнение (3.10а) обсуждается в работе Вейда [45].

Для источника, когда он выполнен в виде диска радиусом r_s и фольги (детектора) в виде диска радиусом r_f имеем:

$$A(r_0) = A_m(r_0) - \left(\frac{r_s^2 + r_f^2}{4r_0}\right)\left(\frac{dA_m}{dr}\right)_{r_0}. \qquad (3.8)$$

Для источника прямоугольной формы размерами $2a_s \times 2b_s$ и прямоугольной фольги размерами $2a_f \times 2b_s$ имеем:

$$A(r_0) = A_m(r—)^0\left(\frac{a_s^2 - b_s^2 + a_f^2 + b_f^2}{6r_0}\right)\left(\frac{dA_m}{dr}\right)_{r_0}. \qquad (3.9)$$

Для источника в виде диска радиусом r_s и прямоугольной фольги с размерами $2a_f \times 2b_f$ имеем:

$$A(r_0) = A_m(r_0) - \left[\frac{4\ (6r_s^2 + a_f^2 + b_f^2}{24r_0}\right]\left(\frac{dA_m}{dr}\right)_{r_0}. \quad (3.10)$$

Для источника прямоугольной формы длиной b_1 и шириной b_2 и круглого детектора радиуса a_2 поправка находится из выражения

$$A(r_0) = A_m(r_0) - \left[\frac{(b_1^2 + b_2^2 + 24a_2^2)}{24r_0} \right] \left(\frac{dA_m}{dr} \right)_{r_0}. \quad (3.10\text{a})$$

Во всех приведенных выше формулах $A_m(r_0)$ — измеренная активность на расстоянии r_0 между центром источника и центром детектора, а $A(r_0)$ — соответствующая активность в случае точечного источника. Предполагается, что размеры фольг и источников малы в сравнении с r_0. Уравнения (3.8) — (3.10а) дают хорошие результаты, если абсолютные величины поправок не превышают 20%. Примеры использования таких поправок в экспериментах по измерению возраста нейтронов описаны в настоящем руководстве и работе Вейда [45].

На практике производная $(dA_m/dr)_{r_0}$ обычно берется как производная кривой измеренной активности в зависимости от r_0 по методу, описанному Валенте и Салливаном [48] в их работе об измерении возраста нейтронов плутониево-бериллиевого источника. Детали этих расчетов даны ниже в примерах по изучению возраста нейтронов (разд. 5—8).

з) Поправки на высшие гармоники. Во многих случаях поправки на высшие гармоники не являются пренебрежимыми независимо от того, с постоянным или пульсирующим источником выполняются эксперименты. В этих случаях в показания фольги или детектора должны быть внесены соответствующие поправки, хотя эти поправки и не обусловлены собственно фольгой. Теория и применение гармонических поправок рассмотрены Глесстоном и Эдлундом [49]. Чтобы оценить величину гармонической поправки, вспомним, что длина релаксации $1/\gamma_{mn}$ для экспоненциальной сборки в форме прямоугольного параллелепипеда определяется выражением

$$\gamma_{mn}^2 = \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) + \frac{1}{L^2}. \quad (3.11)$$

Таким образом, высшие гармоники спадают с расстоянием от источника быстрее, чем главный член (член с $m=n=1$). Вклад в активность фольги, обусловленный

первыми двумя высшими гармониками, представляемыми величинами γ_{13}, γ_{31} и γ_{33} (гармоники с четными m и n равны нулю), если он не является пренебрежимой величиной, может быть оценен из уравнения

$$A(z) = Ce^{-\gamma_{11}z}\left[1 + \gamma_{11}e^{\gamma_{11}z} \times \right.$$
$$\left. \times \left(\frac{1}{\gamma_{13}}e^{-\gamma_{13}z} + \frac{1}{\gamma_{31}}e^{-\gamma_{31}z} + \frac{1}{\gamma_{33}}e^{-\gamma_{33}z}\right)\right]. \qquad (3.12)$$

В первом приближении величина L определяется в пренебрежении высшими гармониками, а величины γ_{13}, γ_{31} и γ_{33} рассчитываются из уравнения (3.11). Член в квадратных скобках в уравнении (3.12) и представляет собой гармоническую поправку для первой и второй гармоник; измеряемая скорость счета фольги должна быть поделена на эту поправку.

и) Эффект торцов. Так называемые поправки на эффект торцов могут потребоваться, если фольга помещена слишком близко к основанию оси экспоненциальной призмы. В этом случае размер прямоугольного параллелепипеда, измеренный вдоль оси z от точки, в которой помещен источник, равен h и поток нейтронов изменяется вдоль оси z в соответствии с законом:

$$A(z) = C\,\mathrm{sh}\,h\gamma_{11}(h - z), \qquad (3.13)$$

который может быть записан в виде

$$A(z) = C'e^{-\gamma z}(1 - e^{-2\gamma(h-z)}). \qquad (3.14)$$

Член в круглых скобках является поправкой на эффект торцов. Если этой поправкой пренебречь, то уравнение (3.14) запишется в виде

$$A(z) = C'e^{-\gamma z}, \qquad (3.15)$$

который представляет собой чистую экспоненту, откуда и произошло название экспоненциальная призма. Если же поправка на эффект торцов и поправка на высшие гармоники существенны, измеряемая активность должна быть разделена на член в круглых скобках уравнения (3.14), так же как на член в квадратных скобках уравнения (3.12).

к) Держатели фольг. Проблема крепления фольг и влияние держателей фольг на результаты измерений встречалась в практике много раз. Чтобы точно фиксировать положение фольги, может быть использована тонкая проволока, как это практиковалось Рашем [50]. В качестве материала держателей фольг часто использовался алюминий. Влияние держателей на результат измерений может быть определено экспериментально.

Для измерения плотностей потоков нейтронов в воде Ауэрбахом [51] в качестве материала держателей фольг был рекомендован люцит. Ауэрбах экспериментально показал, что при толщине держателя 0,182 *см:*

$$\frac{\text{средняя плотность потока в алюминии}}{\text{средняя плотность потока в воде}} = 0{,}957;$$

$$\frac{\text{средняя плотность потока в люците}}{\text{средняя плотность потока в воде}} = 0{,}995.$$

Ауэрбах показал также, что расхождение между двумя этими отношениями увеличивается с возрастанием толщин держателей фольги.

3—1.2. Кадмиевое отношение. Для некоторых измерений фольги перед активацией окружаются кадмием. В связи с этим широко используется термин кадмиевое отношение. Эта характеристика подробно обсуждалась Юзом [52], Амальди [53—55] и в работе [56]. Однако необходимо сделать несколько вводных замечаний, касающихся применения и роли кадмиевого отношения в экспериментах.

Нейтроны в реакторе со спектром замедления вида $d\ln E$ иногда называются резонансными нейтронами, и их энергия, грубо говоря, заключена в широком энергетическом интервале от 1 *Мэв* до 0,4 *эв.* Эти нейтроны также называются обычно надкадмиевыми потому, что они имеют энергию выше так называемой кадмиевой границы (0,4 *эв*).

Часто предполагается, что в тепловом реакторе нейтроны с энергией ниже 0,4 *эв* следуют максвелловскому распределению и называются тепловыми или kT-нейтронами. Однако спектр нейтронов в тепловом реакторе не является строго максвелловским. Модификация максвелловского распределения, предложенная Вигнером и Уилкинсом [57 и 58], оказывается лучшим приближением

к действительному спектру в тепловом реакторе. Для изучения сечений взаимодействия нейтронов с веществом часто используются резонансные нейтроны. Число нейтронов в резонансной области по отношению к их числу в тепловой области может быть найдено методом кадмиевого отношения. Кадмиевое отношение R_{Cd} определяется как

$$R_{\text{Cd}} = \frac{\text{плотность потока тепловых нейтронов}}{\text{плотность потока резонансных нейтронов}} + \frac{\text{плотность потока резонансных нейтронов}}{\text{плотность потока резонансных нейтронов}}. \quad (3.16)$$

Действительная величина R_{Cd} зависит от эффективности фольги или детектора по отношению к резонансным и тепловым нейтронам. Если мы хотим знать истинную плотность потока, то эффективность фольги должна быть известна. В этом отношении наиболее удобными являются детекторы, имеющие эффективность регистрации нейтронов, следующую закону $1/v$. Удельная эффективность таких детекторов пропорциональна плотности нейтронов, а не потоку нейтронов. Примерами таких фольг в определенных энергетических интервалах являются марганец, бор, литий, натрий и алюминий, так же как и многие материалы с большими расстояниями между резонансными пиками.

Если макроскопическое сечение поглощения нейтронов такими фольгами отложить в логарифмических координатах, то наклон равен 1/2, если по оси абсцисс отложена энергия, и 1, если по оси абсцисс отложена скорость нейтронов. Эти два факта могут быть использованы для различных целей: например, для проверки, подчиняется ли сечение данного материала зависимости $1/v$, если известно, что сечение взаимодействия нейтронов с материалом детектора подчиняется закону $1/v$, и наоборот.

Счетчики BF_3 являются хорошими примерами счетчиков с эффективностью, следующей закону $1/v$. В случае естественного бора этот закон справедлив, грубо говоря, в энергетическом интервале 0,0007—100 *эв*. Количество бора не должно быть слишком велико, чтобы существенно не исказить распределение потока в точке измерения, и по той же самой причине давление трехфтористого бора в счетчиках может быть важной де-

талью в некоторых измерениях. В некоторых ограниченных пределах с различной точностью могут быть введены поправки на возмущение потока.

Аналитически кадмиевое отношение определяется выражением:

$$R_{\text{Cd}} = \frac{\text{активация голой фольги}}{\text{активация покрытой кадмием фольги}}; \qquad (3.17)$$

$$R_{\text{Cd}} - 1 = \frac{\text{эффективность к тепловым нейтронам}}{\text{эффективность к резонансным нейтронам}} = \frac{\text{плотность потока тепловых нейтронов}}{\text{плотность потока резонансных нейтронов}}. \qquad (3.18)$$

В общем виде соответствующие эффективности даются следующими выражениями:

эффективность по отношению к тепловым нейтронам

$$\varphi_{th}\sigma_{ath}; \qquad (3.19)$$

эффективность по отношению к резонансным нейтронам

$$\frac{q}{\xi N\sigma_s}\int\limits_{0,4 эв}^{\infty} \sigma_a d(\ln E), \qquad (3.20)$$

где σ_{ath} — микроскопическое сечение активации тепловыми нейтронами; σ_a — микроскопическое сечение активации резонансными нейтронами; q — плотность замедления нейтронов, замедлившихся до энергии E; ξ — среднелогарифмическая потеря энергии нейтрона на акт рассеяния $d(\ln E) = dE/E$; φ_r — поток резонансных нейтронов, равный $q/\xi N\sigma_s$ ($\xi N\sigma_s$ иногда называется сечением замедления).

Для детекторов $1/v$ существуют различные соотношения, связывающие сечения с соответствующими скоростями v, энергиями E и абсолютными температурами T:

$$\sigma_0 v_0 = \sigma_1 v_1 = \sigma_2 v_2 = \ldots = C; \qquad (3.21)^*$$

$$\sigma_0 E_0^{1/2} = \sigma_1 E_1^{1/2} = \sigma_2 E_2^{1/2} = \ldots = C'; \qquad (3.22)^*$$

$$\sigma_0 T_0^{1/2} = \sigma_1 T_1^{1/2} = \sigma_2 T_2^{1/2} = \ldots C''. \qquad (3.22а)^*$$

* C, C' и C'' — постоянные.

Если опустить промежуточные математические выкладки, то

$$R_{Cd} - 1 = \frac{\varphi_{th}\sigma_{ath}}{\left(\frac{q}{\xi} N\sigma_s\right) \int\limits_{0,4}^{\infty} \sigma_a \frac{dE}{E}}. \qquad (3.23)$$

Кроме того, для детектора $1/v$ можно подсчитать, что

$$\frac{\sigma_{ath}}{\int\limits_{0,4}^{\infty} \sigma_a \frac{dE}{E}} = 2. \qquad (3.24)$$

Поэтому

$$R_{Cd} - 1 = 2 \frac{\varphi_{th}}{\varphi_r}. \qquad (3.25)$$

Таким образом, если $R_{Cd} = 33$ в реакторе с тяжеловодным или графитовым замедлителем, то

$$\varphi_{th} = 16\varphi_r. \qquad (3.26)$$

Кадмиевое отношение используется при определении резонансных интегралов поглощения [53, 59, 60]. Метод основан на активации фольг, и предполагается, что все поглощенные нейтроны производят тот же самый радиоактивный изотоп:

$$\int\limits_{E_0}^{\infty} \sigma_a \frac{dE}{E} = \frac{K(\alpha_{ath})_x}{(R_{Cd} - 1)_x} - k(\sigma_{ath})_x, \qquad (3.27)$$

где $(\sigma_{ath})x$ — сечение активации изучаемого вещества тепловыми нейтронами; предполагается, что величина сечения известна либо ее можно определить; R_{Cd} — кадмиевое отношение для вещества x; k — констачта, относящаяся к надкадмиевому поглощению $1/v$; K — константа, зависящая только от потока; $\int\limits_{E}^{\infty} \sigma_a d(\ln E)$ — резонансный интеграл поглощения.

Константы K и k могут быть определены из измерений кадмиевых отношений для стандартного материала, имеющего известный резонансный интеграл и вещества с поглощением, следующим точно закону $1/v$:

$$K = \frac{\left[\int\limits_{E_0}^{\infty} \sigma_a d(\ln E)\right]_{\text{станд}}}{(\sigma_{ath})_{\text{станд}} \left\{\left[\frac{1}{(R_{\text{Cd}}-1)_{\text{станд}}}\right] - \left[\frac{1}{(R_{\text{Cd}}-1)_{1/v}}\right]\right\}}; \quad (3.28)$$

$$k = \frac{K}{(R_{\text{Cd}}-1)_{1/v}}. \quad (3.29)$$

Если $R_{\text{Cd}} < 5$, в активность фольги вносят заметный вклад сильные резонансы, и необходимо использовать очень тонкие фольги [59, 60].

Могут быть сделаны также и другие интересные измерения с использованием кадмиевого отношения. Так как

$$R_{\text{Cd}} - 1 = \frac{\varphi_{th}\sigma_{ath}}{\frac{q}{\xi\Sigma_s}\int\limits_{0,4}^{\infty} \sigma_a \frac{dE}{E}}, \quad (3.30)$$

то это соотношение может быть использовано для измерения φ_{th}/φ_r или величины q — плотности замедления — как функции φ_{th} в предположении, что $\xi\Sigma_s$ известно.

Наконец, так как q входит в баланс тепловых нейтронов

$$D\nabla^2\varphi_{th} - \varphi_{th}\Sigma_a + q = 0 \quad (3.31)$$

и так как

$$\nabla^2\varphi_{th} = -B^2\varphi_{th},$$

то

$$q = \varphi_{th}(\Sigma_a + B^2 D). \quad (3.32)$$

Таким образом, из измерений R_{Cd} и B^2, если резонансный интеграл (например, для индия) и D — коэффициент диффузии известны, может быть получено среднее сечение поглощения нейтронов Σ_a в решетке реактора, так как отношение q к φ_{th} может быть получено из уравнения (3.30).

3 — 2. Приборы, регистрирующие излучения [61, 62]

3—2.1. Общие замечания. Если бы мы проводили экспериментальные работы с материалами, которые испускают видимый свет, одной из первых характеристик

выходящего света, которую можно было бы измерить, являлась бы его относительная интенсивность. Так как фотоны оптического излучения имеют энергию порядка 1 *эв* или меньше, пучок умеренной интенсивности содержал бы громадное число фотонов, которые не могли бы быть сосчитаны раздельно, но их суммарный эффект или их интенсивность может быть измерена в единицах мощности, приходящейся на 1 $см^2$ поверхности. Если бы была измерена относительная интенсивность каждой частотной компоненты света, можно было получить значительно больше информации об источнике. Каждая дополнительная характеристика света, такая, как поляризация или скорость изменения интенсивности, будучи измеренной, давала бы еще более высокую информацию о процессах эмиссии из источника. Подобным же образом характеристики α- и β-частиц, γ-лучей и нейтронов, испускаемых из веществ, дают информацию о ядерных процессах, происходящих в этих веществах.

Ядерные излучения умеренной интенсивности тем не менее не похожи на оптическое излучение и часто состоят из частиц таких высоких энергий, что число частиц, падающих на 1 $см^2$ в секунду, в общем меньше чем 10^6 и часто меньше чем 1. Поэтому общим для всех детектирующих систем в этом случае является получение на выходе среднего числа частиц, зарегистрированных с начала момента счета. На практике измерения обычно ведутся с таймером, чтобы иметь возможность получить выходную информацию в более общем виде, таком, как, например, счет в секунду или минуту.

Системы, сконструированные для высоких скоростей счета, часто дают выходную информацию в аналоговой, а не в численной форме. Они называются измерителями скоростей счета и показывают непосредственно в счетах в секунду или в счетах в минуту, так же как индикатор в простом измерителе света показывает ток или число электронов в секунду, производимых падающим счетом.

Счетные системы состоят в общем случае из ядерного детектора или датчика, соединенного с электронной схемой и аналоговым или цифровым выходным устройством. Если необходимо сосчитать только один из двух или более типов излучения, счетная система усложняется. Наиболее сложными системами являются те, которые

измеряют, иногда автоматически, энергетический спектр излучения или изменение скорости счета со временем. Имеется несколько устройств для детектирования или измерения ядерного излучения, которые не нуждаются в средствах электроники. Наиболее важны из них фотопленки, чувствительность которых к рентгеновским лучам хорошо известна. Фотоэмульсия, а также недавно разработанное устройство, называемое искровой камерой, используются для детектирования и наблюдения частиц высокой энергии. Камеры Вильсона и пузырьковые камеры также используются для целей наблюдения. Для абсолютных измерений излучения высокой интенсивности иногда используются химические дозиметры. Они представляют собой обычно водный раствор, в котором интенсивность химических реакций пропорциональна полной дозе падающего излучения. Интенсивность дозы оценивается посредством анализа продуктов реакции. Ниже рассмотрим счетные системы, которые работают в сочетании с электронными схемами.

Устройство, известное как детектор или счетчик, служит датчиком, первичным назначением которого является получение импульсов напряжения на выходных клеммах, число которых прямо пропорционально числу частиц, попадающих в рабочий объем детектора. Датчик потенциально более ценен, если высота выходных импульсов его линейно связана с энергией падающих частиц. Несмотря на то что внимание экспериментатора концентрируется на детектировании только четырех типов частиц, различные требования в отношении физического размера прибора, интервала энергий регистрируемых частиц, максимума или минимума скорости счета, эффективности регистрации других факторов обусловливают значительное разнообразие датчиков, большинство из которых имеет специфические преимущества для определенного класса опытов.

Несмотря на все это разнообразие, можно отметить, что основные принципы действия детекторов относятся к одному из трех классов: ядерные реакции, преобразование длины волны излучения и ионизация.

Детектор, основанный на ядерной реакции, действует по принципу непрямого или накопительного процесса. В качестве датчиков этого класса для определения плотности потока нейтронов используются тонкие фольги. Эти

фольги хранят свою выходную информацию до более позднего времени, когда информация преобразуется в электрические импульсы при помощи соответствующего детектора, такого, как счетчик Гейгера — Мюллера. Техника использования фольг для регистрации нейтронов изложена в разд. 3—1. Детекторами, действующими на принципе преобразования длины волны, являются сцинтилляционные счетчики. В таких счетчиках используется материал, который преобразует энергию падающей частицы в фотоны с длиной волны видимого света. Соответствующий фотоумножитель преобразует затем световые вспышки в электрические импульсы. Некоторые детали сцинтилляционного метода даны в разд. 3—2.9.

Детекторы, действующие на ионизационном принципе, используют тот факт, что излучение может ионизовать вещество, через которое оно проходит. Если используемый в этих детекторах материал является полупроводником, устройство называется полупроводниковым счетчиком. В случае использования газа датчик обладает широким разнообразием названий и характеристик, зависящих от толщины стенки датчика, ее покрытия, давления и типа газа, приложенного напряжения и т. п. Примерами счетчиков, относящихся к этому классу, являются ионизационные камеры, пропорциональные счетчики и счетчики Гейгера — Мюллера.

3—2.2. Ионизационная камера. Различия между детекторами этого класса наилучшим образом выявляются при рассмотрении идеальной картины. Предположим, что металлическая трубка диаметром 2,54 *см* и длиной 30,48 *см* содержит тонкую проволоку, натянутую вдоль оси трубки и изолированную от нее. Трубка содержит чистый аргон под давлением 0,1 *атм.* Если на проволоку подан положительный потенциал по отношению к трубке и имеются идеальные условия для измерения тока, никакого тока заметить невозможно, пока какое-то количество свободных электронов не попадает на анод. Эти электроны могут появиться с поверхности катода за счет эмиссии или из самого газа в случае его ионизации.

Предположим, что каждую секунду сквозь газ вдоль оси трубки проходит β-частица с энергией 1 *Мэв.* Если в среднем на один акт ионизации тратится 25 *эв,* около 40 000 пар ионов было бы произведено каждой β-части-

цей. Если напряжение не приложено, большинство ионов и электронов рекомбинировали бы или попали на поверхность в равных количествах. Поэтому во внешней цепи не было бы никакого тока. Однако, если разность потенциалов между электродами образует достаточно сильное электрическое поле, такое, чтобы собрать все электроны на аноде, а все ионы на катоде, то полный заряд во внешней цепи был бы равен восьмидесяти тысячам зарядам электрона, или около 10^{-14} *к*. Средний ток был бы равен 10^{-14} *к/сек*, или 10^{-14} *а*. Это чрезвычайно малень-

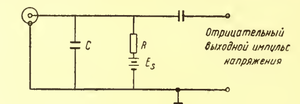


Рис. 3.3. Эквивалентная цепь, используемая для счетчиков с газовым наполнением, когда на выходе нужно получить импульсы напряжения.

кий ток, и никаких попыток измерить его непосредственно не делается. Его можно было бы попытаться определить, измеряя падение напряжения при пропускании этого тока через большое сопротивление, но даже сопротивление в 10^{-9} *ом* дает падение напряжения только около 10^{-5} *в*. Этот маленький ток является, конечно, средним током. В действительности электроны и ионы после ионизации собираются относительно быстро и ток может иметь большую величину в течение очень короткого времени, образуя импульс тока. Если сделать попытку наблюдать этот импульс тока измерением падения напряжения на включенном последовательно сопротивлении, можно видеть, что в большинстве случаев важное значение будет иметь электрическая емкость детектора, о которой еще не упоминалось.

Эта ситуация разъясняется рис. 3.3, на котором изображена эквивалентная цепь, используемая со всеми импульсными газовыми счетчиками. Емкость *C*, представляющая собой суммарную емкость счетчика и кабеля, имеет величину, лежащую обычно между несколькими десятками и несколькими сотнями пикофарад. Немедлен-

но после акта ионизации конденсатор, емкость которого предполагается равной 10^{-10} *ф*, теряет 10^{-14} *к* заряда в случае β-частицы с энергией в 1 *Мэв*. Это вызывает изменение потенциала конденсатора на $10^{-14}/10^{-10}=10^{-4}$ *в* и является максимальной величиной выходного импульса напряжения в идеализированном счетчике. Величина напряжения была бы такой только в случае, если как ионы, так и электроны собираются мгновенно и если сопротивление относительно велико. Произведение RC определяет время, необходимое для разряда конденсатора до начальной величины напряжения E_s.

Выше был описан принцип работы ионизационной камеры импульсного типа. Ее выходное напряжение непосредственно зависит от числа актов ионизации, производимых ионизирующей частицей, которые, в свою очередь, зависят от энергии частицы. В действительности время, требующееся для собирания ионов, настолько велико, что возможность разрешить события, близко расположенные во времени, ухудшилась бы, если ожидать собирание ионов. Поэтому обычно используется только электронное собирание. Это приводит к нелинейной зависимости между амплитудой импульса и энергией частицы, поэтому в случаях, когда важно энергетическое разрешение, используются специальные типы камер, чтобы обойти эту трудность.

3—2.3. Газовое усиление. а) Пропорциональная область. Более высокие выходные напряжения могут быть получены на счетчиках с газовым усилением. Если повышать приложенное к счетчику напряжение, то, при достаточно высокой величине его, электроны, появившиеся в результате начальной ионизации, приобретают в процессе их движения между электродами энергию, достаточную, чтобы, в свою очередь, произвести ионизацию газа. Особенно большую энергию электроны приобретают в непосредственной близости от анода, где интенсивность поля очень высока.

Вторичные электроны могут ионизовать (посредством соударений) атомы газа, и в результате анодный ток станет в несколько тысяч раз больше тока, вызванного начальной ионизацией. Отношение конечного тока к начальному называется коэффициентом газового усиления, и для счетчиков, работающих в этом режиме, эта величина обычно редко превосходит несколько

сотен. Для оптимальных значений усиления величина выходного импульса пропорциональна энергии первичной ионизующей частицы, поэтому эти детекторы называются пропорциональными счетчиками. Величина выходного импульса почти не зависит от места первоначальной ионизации.

Отметим, что каждая из первичных β-частиц производит один выходной импульс. Величину импульса можно увеличить, повышая приложенное напряжение. Так как коэффициент усиления является экспоненциальной функцией приложенного напряжения, для пропорциональных счетчиков очень важна стабильность выпрямителя, особенно когда нужно измерять распределение амплитуд импульсов.

б) Область счетчиков Гейгера — Мюллера. Если увеличить напряжение, приложенное к идеальному счетчику, до достаточно большой величины, то можно получить лавину электронов, содержащую до 10^{10} электронов на первичный акт ионизации. Когда газовое усиление имеет такую величину, пропорциональность между полным числом электронов и начальной ионизацией теряется и приблизительно одно и то же суммарное количество ионов (например, 40 000 пар ионов) производится на одну первоначальную пару ионов. Если в действительности было произведено 10^{10} электронов, выходной импульс идеального счетчика был бы около 16 *в*. Детекторы, которые дают выходные импульсы напряжений приблизительно одинаковой величины независимо от первоначальной ионизации, называются счетчиками Гейгера — Мюллера. В этих счетчиках анод очень быстро собирает все возникшие электроны. Для правильной работы счетчика необходимо найти такие способы, чтобы собрать все ионы и не позволить им породить новый электрон, иначе лавина электронов повторится и разряд станет непрерывным.

Одним из таких способов является, например, увеличение сопротивления R (см. рис. 3.3) до очень большой величины. После каждой лавины напряжение на счетчике падает до такой низкой величины, что новая ионизация не может произойти, пока конденсатор не перезарядится. В большинстве счетчиков Гейгера — Мюллера, однако, используются катоды, имеющие большую работу выхода, и гасящий газ, в качестве которого могут быть

применены, например, пары спирта или галогены, которые диссоциируют быстрее, чем ионизируются.

В действительности гасящее действие никогда не является совершенным, и если приложенное напряжение велико, наблюдается значительное число многократных разрядов.

Как было показано выше, газовые счетчики могут дать выходной импульс на каждый акт ионизации. Величина импульса сильно отличается в зависимости от того, в какой области работает счетчик: в области низких напряжений (ионизационная камера), пропорциональной области или области Гейгера — Мюллера. Счетчик Гейгера — Мюллера дает выходной импульс необходимой величины даже для γ-кванта, энергия которого достаточна только для того, чтобы произвести одну пару ионов. В то же время для слабой в отношении энергии ионизирующей частицы выходной импульс ионизационной камеры может быть слишком малым, чтобы быть измеренным.

3—2.4. BF_3-счетчики. Имеется несколько детекторов специального назначения, основанных на принципе газонаполненных счетчиков и заслуживающих специального упоминания. Для детектирования нейтронов широко используются счетчики, наполненные BF_3. Вещества и, в частности, газы не ионизуются нейтронами непосредственно. Если детектор заполнен газом с высоким содержанием атомов, имеющих большое сечение захвата нейтронов, то детектирование производится с помощью вторичных процессов.

В счетчике BF_3 бор обогащен изотопом B^{10}. При реакции B^{10} $(n, \alpha)Li^7$ выделяется α-частица и энергия в несколько мегаэлектронвольт. Энергия распределена между α-частицей и ядром отдачи Li^7. Оба этих иона производят большое число актов ионизации в процессе своего замедления, и возникающий ток в дальнейшем возрастает еще больше за счет газового усиления. Если стенки счетчика достаточно толсты, чтобы исключить внешние α- и β-частицы, и если импульсы тока от поглощающихся нейтронов много больше, чем от ионизации, вызываемой γ-излучением, то счетчик может быть использован для детектирования нейтронов. Как правило, величина импульсов, обусловленных нейтронами, больше, чем самые большие импульсы, вызванные γ-кванта-

ми. Хотя этот детектор работает в пропорциональной области, чтобы использовать преимущества газового усиления, он не является пропорциональным счетчиком в обычном смысле, так как амплитуда выходного импульса не пропорциональна энергии падающей частицы. Эффективность счетчика к нейтронам различных энергий зависит от сечения поглощения нейтронов. Для изотопа B^{10} сечение поглощения нейтронов изменяется по закону $1/v$, делая счетчик более чувствительным к медленным нейтронам, чем к быстрым.

Выходные импульсы имеют некоторое распределение по величине, которое зависит от геометрии счетчика и от статистической флуктуации потерь энергии ионизирующими частицами.

3—2.5. Детекторы быстрых нейтронов. Детектирование быстрых нейтронов может быть осуществлено, если окружить детектор медленных нейтронов водородсодержащим материалом, например, таким, как парафин. В другом методе, который также связан с использованием газонаполненного счетчика, первичным процессом является реакция *np*-рассеяния. Устройство, использующее этот метод, называется счетчиком на протонах отдачи. Водород обычно вводится в счетчик в твердом виде, в частности путем использования полиэтилена, и ионизация, производимая протонами отдачи, после газового усиления дает импульс во внешней цепи. Такие счетчики имеют эффективность к регистрации нейтронов различных энергий, очень зависящую от конструкции. Одним из преимуществ такой зависимости, однако, является возможность конструирования счетчиков, эффективность которых к нейтронам близка к чувствительности биологической ткани. Такие счетчики часто используются в дозиметрии.

3—2.6. Камеры деления. Камера деления представляет собой газонаполненный счетчик, который нормально работает как ионизационная камера. Поэтому она нечувствительна ко всем частицам, кроме очень массивных и тяжелых заряженных частиц, таких, как, например, высокоэнергичные осколки, которые возникают, когда атомы материала, содержащегося внутри камеры, делятся при поглощении медленных нейтронов. Осколки деления для большинства материалов имеют энергетические распределения с наиболее вероятными значениями,

по крайней мере, 50 *Мэв.* Поэтому возникающие импульсы легко отличить от очень маленьких импульсов, производимых α-частицами, непрерывно возникающими вследствие радиоактивного распада делящегося материала.

В этом случае величина выходного импульса также не является мерой энергии падающего нейтрона.

3—2.7. Полупроводниковые счетчики. Полупроводниковый счетчик можно рассматривать как особый тип ионизационной камеры, в которой молекулы газа не двигаются хаотически, но тесно упакованы в твердую кристаллическую решетку. Когда полупроводниковые материалы с проводимостями типа p и n соединены между собой и приложено напряжение с полярностью, обусловливающей минимальный ток, образуется область, в которой любые дырки или электроны, могущие там образоваться, увлекаются электрическим полем. Нужно всего 3,5 *эв,* чтобы произвести пару дырка — электрон в кремнии. Одномегаэлектронвольтная α-частица, которая тормозится в рабочем объеме счетчика, может произвести много больше пар дырка — электрон, чем число пар ионов в газе. Кроме того, дырки имеют подвижность, приближающуюся к подвижности электронов, так что время собирания мало и величина выходного импульса пропорциональна энергии падающей частицы. Такие счетчики обладают энергетическим разрешением для α-частиц около одного процента, т. е. таким же, какое можно ожидать от ионизационной камеры с сеткой.

В полупроводник можно также ввести такие элементы, как бор, литий или уран, чтобы сделать его более чувствительным к нейтронам.

3—2.8. Компенсированные ионизационные камеры. До сих пор обсуждались детекторы отдельных частиц определенного типа. В этом случае частицы других типов могут быть отделены с помощью мер, препятствующих их входу в рабочий объем детектора, или, если производимые ими импульсы много меньше импульсов, от исследуемых частиц. Большинство из упомянутых до сих пор датчиков может быть использовано как детекторы среднего уровня, выход которых зависит от средней скорости счета, так же как и для счета отдельных частиц посредством измерения среднего тока через счетчик. Конструкции этих счетчиков, однако, сильно различают-

ся, потому что очень большой рабочий объем необходим для получения умеренной эффективности. Детекторы среднего уровня для счета нейтронов в принципе действуют подобно борному счетчику или счетчику на протонах отдачи либо камере деления.

К сожалению, измерительные схемы, включающие в себя эти детекторы, чувствительны к ионизации любыми процессами, и при большом γ-фоне средний ток может быть высок, если даже нейтроны отсутствуют. Одним из методов улучшения этого положения является так называемая компенсация. Например, γ-компенсированная ионизационная камера состоит из двух камер, которые могут рассматриваться в виде трех параллельных пластин. Если напряжения противоположной полярности приложены к верхней и нижней пластинам и одинаковые интенсивности ионизации имеют место в верхних и нижних частях, то никакого ионизационного тока как от центральной пластины, так и к ней наблюдаться не будет. Если одна из двух камер сделана чувствительной к нейтронам посредством покрытия поверхности пластин обогащенным бором, то ток к центральному электроду является функцией ионизации, обусловленной $n\alpha$-реакцией в боре, и не будет зависеть от интенсивности потока γ-лучей.

3—2.9. Сцинтилляционные детекторы. Как уже упоминалось ранее, детектирование при помощи сцинтиллятора является двухстадийным процессом. Вторая стадия связана с детектированием вспышек света, которое почти всегда осуществляется фотоумножителем, так как число электронов, испускаемых из катода, в результате одной вспышки очень мало. Усиление при этом равно коэффициенту вторичной эмиссии динодов фотоумножителя, возведенному в степень, равную числу ступеней вторичной эмиссии (обычно больше чем 10). Так как коэффициент вторичной эмиссии динодов зависит от приложенного напряжения, полное усиление очень зависит от напряжения, и поэтому для хорошей воспроизводимости результатов необходим стабильный и хорошо регистрируемый выпрямитель.

Одним из преимуществ сцинтиллятора является то, что активное вещество находится в твердом или жидком состоянии, и поэтому его эффективность превосходит эффективность большинства газов к γ-лучам и частицам

высокой энергии. Другим преимуществом является то, что, хотя в сцинтилляторе происходят различные процессы, связанные с природой ядерной частицы, интенсивность вспышки света в целом приблизительно прямо пропорциональна энергии падающей частицы. Так как при работе со сцинтилляторами используются линейные измерительные системы, то энергетический спектр падающих частиц представляется как амплитудный спектр выходных импульсов. Третьим преимуществом сцинтилляционного детектора является то, что время высвечивания сцинтиллятора очень мало и, следовательно, временное разрешение, т. е. возможность разделить два близких по времени события как отдельные импульсы, может быть очень высоким. Имеется много веществ, обладающих сцинтиллирующими свойствами, и выбор их в каждом конкретном случае зависит от многих факторов. В общем, твердые кристаллы легче использовать, чем жидкие сцинтилляторы, хотя некоторые твердые кристаллы должны быть тщательно защищены от воздействия воздуха. Нейтроны могут детектироваться при помощи сцинтилляторов, так же как и газовыми счетчиками, только косвенными методами. Материалы, выбираемые для таких сцинтилляторов, имеют очень низкую чувствительность к γ-лучам. Световые вспышки возникают от протонов отдачи или в результате $n\alpha$-реакций в компонентах сцинтиллирующего материала, введенных специально для этой цели. Для обеспечения $n\alpha$-реакций такими компонентами являются бор или литий. К сожалению, в этом случае распределение амплитуд импульсов не связано прямым образом с энергетическим распределением нейтронов.

3—2.10. Плато. Одно из свойств многих ядерных детекторов еще не было упомянуто. Причина этого та, что эта характеристика существования одного или больше счетных «плато» зависит не только от самого детектора, но и в значительной степени от остальной части счетного устройства, а именно от электронной аппаратуры. Рассмотрим идеальный газонаполненный счетчик, описанный ранее, с выходом, присоединенным к идеальному усилителю, который, в свою очередь, соединен с пересчетным устройством. Предположим, что пересчетное устройство имеет порог в 5 *в* и не чувствительно к меньшим импульсам. Когда счетчик работает как ионизаци-

онная камера и происходит сто событий в секунду, каждое из которых производит одинаковое число пар ионов, то, если усилитель усиливает их так, что каждый импульс со счетчика дает выходной импульс с усилителя величиной в 6 *в,* пересчетное устройство при этих идеальных условиях собирало бы 100 *имп/сек.* Если кроме отмеченных событий ионизации, которые могут быть названы событиями типа *А,* имелось также 100 событий типа *В* с числом пар ионов, равным половине того, что дает событие типа *А*, но выходные импульсы были бы величиной только в 3 *в*, что ниже порога пересчетного устройства, последнее регистрировало бы только события типа *А*.

Рассмотрим теперь, что произойдет, если напряжение, приложенное к счетчику, возрастает от нуля. При низких значениях напряжения получающиеся импульсы слишком малы, чтобы быть сосчитанными из-за рекомбинации ионов. Кроме того, имеется значительный интервал напряжений, в котором собираются все ионы, но еще нет вторичной ионизации. В идеальном случае в этой области были бы сосчитаны все события типа *А* и ни одно из событий типа *В.* Если напряжение возрастает до точки, где коэффициент газового усиления становится значительным, то события типа *В* также будут сосчитаны. Увеличение напряжения свыше этой точки не дало бы возрастания числа импульсов в секунду, но так как неизбежно существует γ-фон, то, когда газовое усиление становится достаточным, высоко энергичные компоненты этого фона также были бы сосчитаны. Если напряжение возрастает и переходит дальше в область Гейгера — Мюллера, то мы получаем интервал напряжений, внутри которого каждая ионизующая частица, независимо от ее энергии, производит выходной импульс. Возрастание напряжения сверх этой последней величины приведет, возможно, к неполному гашению разряда, производимого каждым событием, т. е. к многократным импульсам, и в конце концов к развитию непрерывного разряда. Идеальный счетчик в условиях, описанных в предшествующих разделах, имеет три плато или области, где скорость счета остается относительно постоянной при изменении приложенного напряжения. Одна из них есть область ионизационной камеры, другая — пропорциональная область и третья область Гейгера — Мюллера. Пред-

положим теперь, что усиление используемого усилителя равно двум, а не единице, как первоначально было принято без доказательства.

Как частицы типа *A,* так и частицы типа *B* дадут теперь импульсы в области, соответствующей режиму ионизационной камеры, и второе плато исчезнет. Заметим, что возможность дискриминации частиц различных энергий теряется лишь вследствие изменения коэффициента усиления. Если бы коэффициент усиления был ниже, чем первоначальная величина, то величины приложенного напряжения, при которых события *A* и *B* начали бы регистрироваться, были бы обе в пропорциональной области работы счетчика. Эти величины не представляют собой начальных точек плато, за исключением некоторых специальных условий, и зависят как от вспомогательного оборудования, так и от счетчика. Ситуация может быть уяснена, если рассмотреть только частицы типа *A,* которые имеют широкое распределение по энергиям в отличие от частиц с одинаковой энергией. Если частицы типа *A* с самой низкой энергией производят импульс 5 *в* после усиления, то значение напряжения на счетчике, при котором получается этот импульс, было бы началом плато. Продолжительность плато зависела бы от величины напряжения, при котором другие излучения дают импульсы выше порога пересчетного устройства.

В заключение раздела можно указать, что детекторы, усиление которых зависит от приложенного напряжения (сюда входят и сцинтилляторы), имеют плато ограниченной протяженности и что положение плато зависит от типа ионизирующего излучения, порога выходного устройства и коэффициента усиления усилителя. Зависимость от коэффициента усиления не удивительна, так как часть общего усиления или усиление, производимое в детекторе, очень зависит от приложенного напряжения. В случае счетчика Гейгера — Мюллера ситуация слегка отличается, так как выходные импульсы имеют ту же самую величину независимо от энергии падающей частицы. При условии, что пороговое напряжение пересчетного устройства меньше, чем величина импульса напряжения, получается плоское плато, которое относительно независимо от возрастания коэффициента усиления усилителя.

В действительности плато счетчика Гейгера — Мюллера не является плоским потому, что активный объем, в котором происходит лавинная ионизация, увеличивается, когда напряжение возрастает. Конечный результат в большинстве случаев заключается в наложении многих импульсов от источника. Плато характеризуется начальным и конечным напряжением и наклоном, который обычно выражается в процентах изменения скорости счета при изменении приложенного напряжения на 100 *в*.

3 — 3. Электроника

3—3.1. Общие замечания. Почти в каждой счетной схеме используется оборудование пяти общих типов: это счетчик или датчик; источник питания; прибор, усиливающий импульс и преобразующий его форму; устройство для сортировки импульсов и оборудование для считывания полученной информации.

3—3.2. Электронные пересчетные приборы. Одним из наиболее обычных устройств для отсчета показаний в ядерной счетной схеме является электронный пересчетный прибор. Пересчетный прибор состоит из электрических цепей, которые переводят поступающие на вход импульсы в числовую форму на передней панели и в показания механического регистратора.

В дополнение к собственно пересчетным цепям многие из этих приборов включают в себя еще и некоторые другие детали, почти всегда необходимые, например таймеры, которые позволяют накапливать счет за определенное время. Во многих случаях желательно измерить время, чтобы набрать данное число отсчетов, и тогда в приборе предусматривается соответствующий блок. Пересчетные приборы, работающие в сочетании с другим оборудованием, желательно конструировать таким образом, чтобы обеспечить дистанционный контроль начала и конца их работы, а также дистанционную установку нуля. Пересчетный прибор часто включает в себя высоковольтный выпрямитель для подачи напряжения на счетчик и пороговое устройство для дискриминации входных импульсов ниже определенной величины.

Максимальная скорость счета зависит от многих причин. Для равномерно распределенных импульсов ограничение скорости счета может определяться механическим регистратором.

Параметром, который лучше всего характеризует быстроту действия пересчетного прибора, является его разрешающее время, т. е. минимальное время между импульсами, требуемое прибору, чтобы зарегистрировать их как два отдельных события.

Разрешающее время в некоторой степени зависит от формы и величины входных импульсов. В общем случае пересчетные схемы с плохим разрешением не реагируют на входные импульсы с короткой продолжительностью, пока величина этих импульсов не станет много больше, чем порог прибора. Типичными величинами разрешающего времени для пересчетных приборов являются 10; 5; 1; 0,1 и 0,01 *мксек.*

3—3.3. Измерители скорости счета. Иногда в счетных схемах с импульсным детектором используются измерители скорости счета. Это устройство обычно состоит из цепей, которые преобразуют входные импульсы разных амплитуд в импульсы, одинаковые по высоте и длительности. Эти импульсы, в свою очередь, заряжают емкость, которая имеет постоянное сопротивление утечки. Число импульсов в секунду определяет среднее напряжение на емкости. Это напряжение затем усиливается и переводится в показание стрелочного прибора, находящегося на панели измерителя, или регистрируется на ленте внешнего самопишущего прибора. Показания измерителя скорости счета могут быть переведены специальным устройством в логарифмическую форму, которая, вероятно, наиболее удобна. Хотя точность показаний в логарифмической шкале ограничена, она все же весьма полезна, так как перекрывает широкий интервал скорости счета.

3—3.4. Дискриминаторы и амплитудные анализаторы. Отбор импульсов по амплитудам происходит даже в относительно простых счетных системах, так как пороговое напряжение (которое должно быть превышено, чтобы счет начался) дискриминирует все импульсы амплитуды ниже этого напряжения. Более стабильное, точное и легко регулируемое устройство для той же самой цели называется д и с к р и м и н а т о р о м.

Обычно дискриминатор устроен так, что каждый входной импульс, превышающий порог дискриминации, генерирует короткий (с крутым фронтом) одинаковой амплитуды выходной импульс, который используется для

запуска пересчетного устройства. Более сложные дискриминаторы имеют два пороговых напряжения и дают выходные импульсы только тогда, когда величина входных импульсов лежит между пороговыми напряжениями. Разность между порогами называется *высотой* или *шириной окна*.

Напряжение нижнего дискриминатора называется *опорным* или *пороговым напряжением*. Если высота входных импульсов пропорциональна энергии регистрируемых частиц, то последовательность отсчетов при различных пороговых напряжениях, но с той же самой шириной окна, за одно и то же время даст кривую, показывающую изменение относительной скорости счета в зависимости от энергии частиц. Это устройство называется *дифференциальным анализатором импульсов*.

Еще более сложное устройство состоит из ряда смежных окон, называемых *каналами*, с отдельными пересчетными устройствами либо с блоком запоминающего устройства, подсоединенного к каждому каналу. За единичный период счета набирается достаточное количество информации о полном распределении амплитуд импульсов. Из-за трудностей, связанных с поддержанием стабильности большого числа дискриминаторов, требующихся для такого анализа, в современной аппаратуре используются до некоторой степени различные подходы, в которых измерения основаны на сравнении с частотой очень устойчивого осциллятора. Амплитуды импульсов преобразуются в отрезки времени в числовой форме. Каждый из этих временных отрезков определяет в ячейке памяти «адрес» и наличие импульса определенной амплитуды, добавляет один отсчет в соответствующий канал. Показания таких анализаторов обычно печатаются на бумажной ленте. Однако устройства для отсчета показаний могут иметь много форм, определяемых конкретными условиями измерений.

3—3.5. Временные анализаторы. Так же как распределение импульсов по амплитудам может быть получено с помощью амплитудных дискриминаторов, так и распределение импульсов во времени может быть измерено с помощью временного дискриминатора. Электронный ключ устроен таким образом, чтобы мог пропускать на пересчетный прибор только импульсы, которые приходят

в течение времени, когда ключ замкнут. Это время обычно называется шириной ворот или шириной окна, а время открытия ворот по отношению ко времени начала события является временем запаздывания. Беря серию отсчетов за одно и то же время при постоянной ширине ворот, но с различными временами запаздывания, можно получить кривую счета импульсов в зависимости от времени. В этом случае данные для полной кривой также могут быть получены за один период счета, если используется многоканальный анализатор. Некоторые из наиболее сложных временных и амплитудных анализаторов имеют дополнительные устройства, о которых стоит упомянуть.

Иногда время анализатора, в течение которого отсчеты накапливаются в памяти, довольно велико, и прибор автоматически вводит соответствующую поправку. В некоторых случаях один из каналов расположен отдельно от других и используется как канал для регистрации фона, причем средний фон затем автоматически вычитается из счета, накопленного в каждом канале. Существуют также возможности для использования только половины полной емкости прибора: для набора данных, когда в то же самое время данные, накопленные в другой половине, считываются и иногда передаются непосредственно на счетную машину.

3—3.6. Усилители. Усилители импульсов, поступающих с выхода счетчика, могут быть весьма просты, если требуется только общий счет при умеренных скоростях счета. Это имеет место для усилителей, обычно используемых со счетчиками Гейгера — Мюллера и в некоторой степени для суммарного счета в некоторых других случаях, когда требуется более высокий коэффициент усиления, как, например, при работе с сцинтилляционными или газонаполненными счетчиками нейтронов.

Однако в любом случае, когда предполагается, что амплитуда импульса линейно связана с энергией частицы, усилитель должен обладать хорошей линейностью или постоянством усиления импульсов различных амплитуд. Так называемые линейные усилители имеют, однако, еще и другие важные характеристики. Коэффициенты усиления не должны меняться со временем и время нарастания импульса должно быть очень малым для системы с высоким полным разрешением. Хотя соотно-

шение входной и выходной амплитуд линейно, форма выходного импульса обычно не повторяет форму входного импульса из-за дифференцирующих цепочек с регулируемой постоянной времени, включенных в усилитель. Входные импульсы имеют крутой фронт и медленно спадающие хвосты. Дифференцированный выходной импульс относительно короткий. Важность такого укоро-

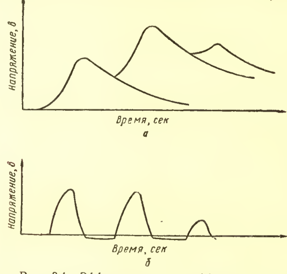


Рис. 3.4. Эффект влияния дифференцирующей цепочки на форму импульса:

а — наложение двух равных и одного меньшего импульса из счетчика; *б* — после дифференцирования импульсы имеют пропорциональные высоты.

чения импульса показана на рис. 3.4, который иллюстрирует, как избежать наложения импульсов.

Очевидно, что как второй, так и третий импульсы обнаруживались бы амплитудным дискриминатором, как импульсы бóльшие по высоте, чем первый (рис. 3.4, *а*). После дифференцирования может быть получено хорошее приближение к истинной картине, как это показано на рис. 3.4, *б*. Линейные усилители с регулируемой постоянной времени дифференцирующих цепочек имеют обычно полный коэффициент усиления, зависящий от постоянной времени, и тем меньше, чем меньше RC.

Другой метод удаления длинного хвоста импульса и использования только нарастающей части (продолжительностью около 1 *мксек*) заключается в обрезании линии задержки.

В этом случае амплитуда импульса погашается равным и противоположным напряжением, отраженным от удаленного конца коротко замкнутой линии задержки (за исключением времени, требующегося импульсу, чтобы дойти до конца и вернуться после отражения). Обрезание линии задержки обычно применяется в измерениях, требующих высокого напряжения. Но в отличие от дифференциальной цепочки какая-либо регулировка исключается.

Линейные усилители конструируются в одном блоке с дискриминаторами импульсов. Кроме того, обычно в общем блоке вмонтированы устройства, позволяющие подавать входные импульсы различных полярностей и источник питания для внешних предусилителей. Предусилитель, если он небольшой по размерам, может быть расположен в непосредственной близости к детектору.

Длина кабеля между счетчиком и предусилителем добавляет емкость к емкости входной цепи и уменьшает величину входного импульса. Поэтому желательно использовать как можно более короткий соединительный кабель. Так как кабель от предусилителя к главному усилителю имеет низкое сопротивление, он может быть любой удобной длины без заметного воздействия на форму импульса. Предусилители могут быть разнообразны по исполнению: от катодных повторителей с коэффициентами усиления меньше единицы до стабилизированных усилителей с обратной связью и коэффициентом усиления порядка ста.

3—3.7. Источники питания. Наиболее важными характеристиками источников питания для счетчиков являются стабильность выходного напряжения и возможность его регулировки. Так как усиление в пропорциональных и сцинтилляционных счетчиках чрезвычайно сильно меняется с напряжением, то последнее должно поддерживаться на постоянном уровне, в особенности если измеряется амплитудное распределение импульсов.

Однако в системах, в которых существует плоское плато в широком интервале напряжений, требования к стабильности могут быть значительно ослаблены. Хотя в

этом случае проблемами могут стать шумы и пульсации. Интервал напряжений, требующихся для питания большинства детекторов, лежит в пределах от нескольких сотен до 3000 *в*. Необходимый ток в большинстве случаев не превышает одного миллиампера. Обычно источники питания счетчиков Гейгера — Мюллера и счетчиков BF_3 обладают некоторой регулировкой и смонтированы на шасси пересчетного прибора или измерителя скорости счета. В других случаях используются более сложные схемы, и источники питания обычно представляют собой отдельные блоки.

3—3.8. Разрешающее время. Разрешающее время счетной схемы — один из главных параметров, так как если разрешающее время точно известно, то могут быть сделаны поправки на среднее число несосчитанных схемой импульсов. Обычным случаем является тот, когда пересчетный прибор обладает несколько лучшим разрешением, чем разрешение всей системы. На пересчетный прибор подаются очень короткие импульсы с дискриминатора. Наименьший промежуток времени между двумя актами ионизации, которые схема регистрирует как два отсчета, соответственно зависит от формы импульса, получаемого в самом детекторе, в некоторой степени видоизмененной за счет постоянной времени дифференцирующей цепочки линейного усилителя. Разрешающие времена в общем наиболее короткие для сцинтилляторов и умеренно короткие для большинства газонаполненных счетчиков, за исключением счетчиков Гейгера — Мюллера, мертвое время которых, необходимое для гашения разряда, составляет несколько сотен микросекунд. За этим временем следует время восстановления примерно той же продолжительности, в течение которого выходные импульсы, если они вообще существуют, меньше нормальных и не могут превысить порог пересчетного устройства. Существуют несколько экспериментальных методов для измерения разрешающего времени. Легче всего эти измерения выполняются со счетчиком Гейгера — Мюллера, так как для них разрешающее время наибольшее. Стандартный метод измерения мертвого времени счетчика, известный как метод двух источников, коротко может быть описан следующим образом: сравнивается сумма счетов от двух отдельно взятых радиоактивных источников со счетом от двух источников, сое-

диненных вместе. В последнем случае активность должна быть меньше, так как относительные потери счета больше. Анализ показывает, что мертвое время счетчика дается выражением

$$T = \frac{n_1 + n_2 - n_{12} - n_b}{n_{12}^2 - n_1^2 - n_2^2}, \qquad (3.33)$$

где n_1, n_2, n_{12}, n_b — скорости счета для образцов 1; 2; 1+2 и фона соответственно.

Если наблюдаемая скорость счета n, то скорость счета N, которая наблюдалась бы, если не было потерь на мертвое время, дается выражением

$$N = \frac{n}{1 - nT}. \qquad (3.34)$$

3—3.9. Логарифмические измерители скорости счета. В некоторых случаях, например при работе на реакторах, когда скорость счета очень высока, могут быть использованы детекторы среднего уровня. Они имеют выходной ток от 10^{-10} до 10^{-4} *а*. Измерить надежно такие малые токи довольно трудно, и для этого обычно используются электрометры различных типов. Очень часто показания этих приборов даются в логарифмической шкале, и прибор в этом случае называется логарифмическим измерителем скорости счета. Использование дифференцирующих ячеек с соответствующей постоянной времени позволяет получить выход, который пропорционален периоду изменения мощности реактора.

3—3.10. Вспомогательная электронная аппаратура. Ряд вспомогательных электронных устройств может быть очень полезен в ядерных лабораториях. Из них, вероятно, наиболее важны катодный осциллограф и генератор импульсов. Приборы с записью показаний на ленте полезны во многих случаях. Для некоторых измерений необходимы генераторы двойных импульсов и схемы задержки. Желательно также иметь генераторы синусоидальных напряжений и источники питания.

3 — 4. Радиоактивные источники нейтронов

Существует большое разнообразие радиоактивных нейтронных источников [63, 64]. Исторически открытию

нейтронов предшествовали исследования, начатые в 1930 г. Боте и Франценм, которые наблюдали протоны низкой энергии из реакции B^{10} $(\alpha, p)C^{13}$ и пытались обнаружить γ-лучи, испускаемые при указанных обстоятельствах. Подобные же реакции изучались в нескольких странах, и они привели к открытию нейтрона. Впоследствии было найдено, что многие реакции дают нейтроны: например, $B^{10}(\alpha n)N^{13}$, $B^{11}(\alpha n)N^{14}$ и $Be^{9}(\alpha n)C^{13}$. Эти реакции были первыми нейтронными источниками, в которых α-частица, испускаемая радиоактивным веществом, взаимодействовала с соответствующей мишенью и давала нейтроны.

3—4.1. Радиево-бериллиевый источник (Ra^{226} — Be). Во время второй мировой войны в Манхеттенском проекте реакция $Be^{9}(\alpha n)C^{12}$ обычно использовалась для получения нейтронов, необходимых для работы с подкритическими ансамблями и сигма-призмами. Обычно в этом случае использовались α-частицы, испускаемые радием-226, поэтому источник назывался радиево-бериллиевым.

Бериллию отдается предпочтение по сравнению с бором потому, что он обеспечивает значительно больший выход нейтронов. Обычно Ra — Be-источник представляет собой смесь тонкого порошка бериллия и бромида радия. Выход такого источника Y приблизительно дается следующим выражением:

$$Y = \frac{1{,}7 \cdot 10^{7}\,(\text{масса Be})}{\text{масса Be} + \text{масса } RaBr_2}\ (\textit{нейтрон} \cdot \textit{сек}/\textit{г}\ \text{Ra}).$$

Если 1 *кюри* радия смешано с 10 *г* бериллия, источником производится около $1{,}4 \cdot 10^{7}$ *нейтрон/сек.* Преимуществом Ra — Be-источников является большой период полураспада радия (1620 лет), что обеспечивает постоянство источника нейтронов в течение значительного периода времени. Однако Ra — Be-источник имеет серьезный недостаток, связанный с испусканием интенсивного потока γ-квантов. Эти γ-лучи не только опасны для здоровья, но и создают заметный фон при детектировании нейтронов. Энергетический спектр испускаемых источником нейтронов перекрывает интервал приблизительно от 1 до 13 *Мэв* со средней энергией около 4 *Мэв.*

3—4.2. Полониево-бериллиевый источник (Po^{210}—Be). Исторически полониево-бериллиевый источник интересен потому, что при экспериментировании с α-частицами от

Po^{210}-источника был открыт нейтрон. Одним из преимуществ Po — Be-источников является низкий уровень γ-излучения: Po^{210} испускает α-частицы с энергией 5,3 *Мэв* и γ-лучи с энергией 0,8 *Мэв* с выходом 0,001. Однако короткий период полураспада Po^{210} (138,4 дня) является недостатком. Хотя испускаемые нейтроны имеют энергию от 1 до 10,8 *Мэв*, средняя энергия равна примерно 4,5 *Мэв*.

3—4.3. Плутониево-бериллиевый источник (Pu^{239} — Be). Плутоний образует интерметаллическое соединение с бериллием (Pu^{239} — Be) с плотностью 3,78 *г/см*^{3}. Плутоний испускает α-частицы с энергией 5,14 *Мэв* и несколько γ-лучей низкой энергии (0,013; 0,038; 0,051 *Мэв*). Однако благодаря *αn*-реакции на бериллии возникают и другие γ-лучи вместе с теми, которые дает сам плутоний [65]. То же самое и в случае Po — Be-источника. Период полураспада Pu 24 300 лет. Максимально достижимый выход с Pu — Be-источниками составляет величину порядка $6 \cdot 10^7$ *нейтрон/сек;* 16 *г* плутония эквивалентно 1 *кюри* по отношению к α-распаду и обеспечивают выход $\sim 1{,}5 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*. Спектр нейтронов лежит в интервале 0—10,6 *Мэв* со средней энергией 4,2 *Мэв*. Некоторым недостатком Po — Be-источника, не говоря о коротком периоде полураспада, является влияние размера зерен в смеси, изменяющегося в результате эффекта радиоактивного нагрева, на спектр нейтронов. Эти эффекты, обсуждаемые Стюартом [66], очень заметны в компактных источниках высокой интенсивности, но не найдены в Pu — Be-источниках.

3—4.4. Фотонейтронные γn-источники. Существует большое разнообразие *γn*-источников. Источники этого типа имеют определенные преимущества при проведении некоторых экспериментов. Когда радиоактивное ядро испускает только один γ-квант, превышающий пороговую энергию *γn*-реакции в бериллии или дейтерии, то можно изготовить моноэнергетический источник нейтронов, если не принимать во внимание небольшой разброс энергий, обусловленный различием между углом падения γ-квантов и углом испускания нейтронов. Тем не менее использование фотонейтронных источников последнее время довольно ограниченно. Примерами фотонейтронных источников являются Ra — Be(*γn*) и Sb^{124} — Be(*γn*)-источники. Максимальная энергия нейтронов,

испускаемых Ra — Be (γn)-источником около 0,7 *Мэв*, тогда как нейтроны, испускаемые Sb^{124} — Be(γn)-источником, имеют энергию около 0,024 *Мэв*. Так как длины релаксации резонансных нейтронов от обоих этих источников меньше, чем длина диффузии тепловых нейтронов в воде, эти источники полезны при измерении длины диффузии тепловых нейтронов в воде (см., например, гл. V, разд. 5—4).

3 — 5. Нейтроны, получаемые с помощью ускорителей

Нейтроны могут быть получены бомбардировкой подходящих образцов из легких элементов, таких, как Be [64], искусственно ускоренными заряженными частицами

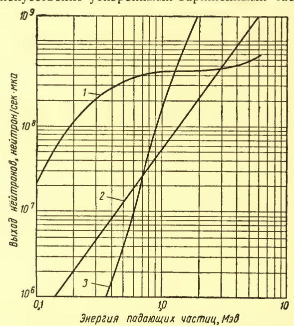


Рис. 3.5. Выход нейтронов в зависимости от энергии падающих частиц (перепечатано с разрешения HVEC Burlington Mass.):
1 — T — Z -мишень; *2* — ледяная мишень из D_2O; *3* — толстая мишень.

либо фотонами. В первом случае, например, такие ускорители, как ускорители Кокрофт — Уолтона или Ван-де-

Граафа, синхротрон, циклотрон или синхроциклотрон, могут быть использованы для ускорения заряженных частиц. Во втором случае для получения фотонов высокой энергии часто используются бетатроны. В лаборатории подкритических реакторов РПИ в Ренселлоре ускоритель Ван-де-Граафа используется для ускорения дейтронов. Однако для получения нейтронов могут быть использованы не только дейтроны, но и другие частицы: протоны, тритоны и α-частицы. Помимо бериллиевой мишени могут быть использованы борные и тритиевые мишени. Максимальный ток дейтронов в ускорителе РПИ около 50 *ма* с максимальной энергией 1 *Мэв.* При напряжении 1 *Мэв* и токе 50 *ма* бериллиевая мишень дает около $5 \cdot 10^9$ *нейтрон/сек.*

Согласно Шпетному [67], нейтроны, испускаемые бериллиевой мишенью, бомбардируемой дейтронами различных энергий, включают в себя пять групп, соответствующих пяти состояниям ядра B^{10}. Для 1 *Мэв* дейтронов нейтроны, испускаемые вперед, в лабораторной системе координат лежат в интервале от 1 до 5,5 *Мэв.* Самая интенсивная группа нейтронов имеет максимум энергии при 5,3 *Мэв.* В работе [67] в деталях рассмотрены реакции, исследованные при энергиях дейтронов 0,5; 0,8; 1,2; 1,6 *Мэв,* причем нейтроны испускались под углами 0; 30; 45; 60; 90; 105; 120; 145°. Группы нейтронов оказываются хорошо разрушенными для всех углов. На рис. 3.5 показана зависимость выхода нейтронов в секунду от энергии и типа заряженной частицы, а также материала мишени.

Глава 4.

ТЕХНИКА ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

4 — 1. Введение

Подкритические или экспериментальные ядерные реакторы нуждаются для своей работы во внешних или первичных источниках нейтронов. В настоящее время можно иметь первичные источники нейтронов, дающие как непрерывные, так и пульсирующие пучки нейтронов. На заре развития ядерной энергетики, в частности до появления критических ядерных реакторов, первичные источники нейтронов часто представляли собой смеси естественного Ra и Be. Такие источники использовались для получения непрерывных потоков нейтронов в ранних исследованиях с подкритическими реакторами и сигма-призмами. Сигма-призмы применялись при измерении диффузионных характеристик различных замедлителей.

Еще до 1942 г. техника пульсирующего источника нейтрона, такого, как, например, селектор скоростей Колумбийского университета, использовалась для измерения спектров нейтронов по методу времени пролета, но, повидимому, Альварец [68] был первым, кто использовал пульсирующий ускоритель в нейтронных исследованиях для проверки закона $1/v$ вплоть до температуры 30° K для бора. Манлей и др. [69] были первыми, кто применил технику пульсирующего источника, чтобы наблюдать распад нейтронного импульса внутри или на границе среды. Этим методом они определили среднее время жизни тепловых нейтронов в воде и получили соответствующее микроскопическое сечение поглощения нейтронов водородом.

Однако долгое время не было последователей их работы. В 1954 г. фон Дардел [70] опубликовал результаты обширной серии экспериментов, выполненных с пульсирующим источником нейтронов. Несколько позже фон Дардел и Сьёстранд [71] измерили диффузионные параметры воды, и в последующей работе [72] они развили этот метод для измерения сечения поглощения тепловых нейтронов в боре. Приблизительно в то же самое время группа из Лос-Аламоса — Скотт и др. [73] — сообщила результаты измерения сечения захвата тепловых нейтронов водородом, бором и серебром. Группа русских ученых — А. В. Антонов и др. [74] — изучила диффузию нейтронов в бериллии, графите и легкой воде. В Индии подобные эксперименты по определению диффузионных констант воды и окиси бериллия были выполнены Раманна и др. [75]. Бекуртс [76] изучил диффузию нейтронов в графите и влияние эксцентрично расположенных поглощающих стержней на лапласиан в модели цилиндрического реактора. Необходимое для этих экспериментов количество графита было много меньше, чем требующееся для измерения диффузионной длины с постоянным источником нейтронов в подкритическом реакторе. Кемпбелл и Стельсон [77] показали широкие возможности импульсной техники, измерив периоды короткоживущих изомеров, а также диффузионные характеристики тепловых нейтронов в воде и бериллии. Дешоссе и Сильвер [78] начали изучение температурных эффектов в таких кристаллических замедлителях, как бериллий; Эндрюс [79] опубликовал результаты исследований температурной зависимости диффузионных характеристик бериллия.

Мидоус и Уоллен [80], видоизменив метод фон Дардела и Сьёстранда [72], измерили сечение поглощения тепловых нейтронов на боре-10 и еще двадцати одном элементе. Эти работы описывают результаты исследований, выполненных с неразмножающей средой при помощи импульсной техники.

Вскоре стали очевидными большие возможности метода с применением импульсной техники для получения информации о ядерных реакторах, что привело к распространению этого метода на размножающие среды в подкритических и критических реакторах. Используя импульсную технику на тяжеловодном шведском реакто-

ре, находящемся в подкритическом состоянии, Сьёстранд [81] измерил время жизни мгновенных нейтронов и величину подкритичности реактора и получил из этих результатов среднее время жизни тепловых нейтронов, эффективность стержней регулирования и величину реактивности, вносимой данным количеством тяжелой воды (в соответствии с Кипином [82], упрощающие предположения, принятые Сьёстрандом, не подтвердились на практике).

В дальнейшем Кембелл и Стельсон [83, 84] измерили время релаксации тепловых нейтронов, диффундирующих из цилиндра с водным раствором, обогащенным уранил-фторидом, в функции геометрического параметра. В 1956 г. Борст [85] указал на полезность использования пульсирующих источников в университетских учебных подкритических реакторах. Симмонс и Кинг [86] описали и применили процедуру для определения реактивности высокообогащенных критических и подкритических реакторов с водородсодержащим замедлителем. Эксперименты с распределенными поглотителями показали, что импульсные измерения степени подкритичности надежны вплоть до $\Delta k = 0{,}086$. Они нашли, что результаты не зависят от положения счетчика. Фельц [87] провел двухгрупповой анализ данных, полученных на импульсных подкритических реакторах с графитовым замедлителем, в которых использовалось обогащенное топливо. Его результаты согласуются с измерениями времени релаксации тепловых нейтронов, когда короткие импульсы быстрых нейтронов падают на подкритический ансамбль с заданным отношением графита к урану.

Недавно Коллар и Кловерстром [88] выполнили с применением импульсной техники измерения эффективности регулирующих стержней и пришли к заключению, что метод пульсирующего источника является единственно хорошим методом для измерения больших изменений реактивности.

Упомянутые работы представляют собой лишь частичный обзор применения импульсной техники к размножающим средам. Вообще говоря, техника импульсного нейтронного источника может быть использована для изучения спектров нейтронов, плотностей потоков, сечений захвата и рассеяния, характеристик диффузии и замедления нейтронов, реактивности, коэффициента раз-

множения на мгновенных и запаздывающих нейтронах и кинетики реакторов. Кипин [82] классифицировал измерения, связанные с некоторыми из упомянутых выше величин, поставив их в соответствие с шириной импульса первичных нейтронов i, необходимой для данного измерения. Он дал также для каждого типа измерений оценку максимального выхода нейтронов на импульс Y, который мог бы быть полезен в проведении этих исследований. Примеры некоторых экспериментов, которые могли бы быть выполнены при помощи импульсной техники, даны в табл. 4.1. Табулированные величины i и Y и частоты повторения импульсов R взяты из работы [82].

Таблица 4.1

Некоторые проблемы, которые могут быть решены с применением импульсной техники

Проблема	Замечания
Спектрометрия нейтронов	$i \approx 0,1$ *мсек*; $Y \leqslant 10^{10}$ (см., например, [89])
Времена замедления	$i \leqslant 10$ *сек*; $Y \leqslant 10^9$
Сечения захвата и рассеяния	Метод измерения сечений поглощения был развит фон Дарделом и Сьёстрандом [72]; согласно Мидоусу и Уоллену [80], этот метод обладает высокой точностью
Константы диффузии: D'—коэффициент диффузии (*см*) связан с плотностью потока; D—коэффициент диффузии (*см²/сек*) связан с плотностью нейтронов; L—длина диффузии (*см*)	$i \leqslant 300$ *мсек*; $10^2 \leqslant Y \leqslant 10^9$; несколько циклов в секунду, несколько мегациклов в секунду. Константы диффузии могут быть измерены как для размножающих, так и для неразмножающих сред. Метод импульсного источника по сравнению с методом постоянного источника быстрее приводит к получению результата, требует намного меньшее количество материалов и позволяет быстро изменять геометрию ансамбля. Для быстрых металлических систем необходимо, чтобы $R \simeq 1 \cdot 10^6$ циклов.
Среднее время жизни нейтронов	Для реакторов конечных и бесконечных размеров
Возраст нейтронов	Эффективный и обобщенный возрасты нейтронов [74, 95]

Проблема	Замечания
Коэффициент размножения на мгновенных нейтронах	
Степень мгновенной подкритичности	
Коэффициент размножения на запаздывающих нейтронах	
Быстрые измерения изменений реактивности внезапным включением пучка нейтронов	$t \leqslant 300$ *мсек*; $Y \leqslant 10^8$. С точки зрения точности метод пульсирующего источника является наилучшим или, во всяком случае, много лучше, чем метод падающего или выстреливающего стержня, или метода выстреливающего источника. Он особенно применим, когда наблюдаются большие изменения реактивности [86]. Фактичести это единственно хороший метод для измерения больших реактивностей в соответствии с Коларом и Кловерстромом [88]
Быстрая калибровка регулирующих стержней	Особенно хорош, если нужно откалибровать стержни, обладающие большой эффективностью [86, 88].
Возможное применение: гармонический синтез	Хольцер и Кроуг предлагают эту возможность в работе [90]

4 — 2. Теория импульсной техники

4—2.1. Введение. Теория импульсной техники разрабатывалась многими авторами. В частности, группа Раманна [75] рассматривала эту проблему в применении к неразмножающим средам. Для конечных систем они сравнили теоретические результаты, полученные по возрастной теории, с результатами по двухгрупповой теории. Они показали, что в течение короткого времени после импульса экспоненциальный член группы быстрых нейтронов в двухгрупповой теории становится пренебрежимым и что обе теории дают одинаковый спад нейтронов во времени. Группа русских ученых — А. В. Антонов и др. [74] — также рассмотрела эту проблему в при-

ложении к неразмножающим средам, но сделала это более подробно, предложив теоретическое объяснение для диффузионного охлаждения на основе рассмотрения теплового спектра, состоящего из двух групп.

Нелкин [91] предложил улучшенную теоретическую основу для интерпретации данных, полученных с помощью техники пульсирующего источника в применении к измерениям сечений тепловых нейтронов и транспортных параметров в неразмножающих средах. Нелкин отмечает, что удобная интерпретация результатов эксперимента через коэффициенты диффузии и диффузионного охлаждения требует приписывания эквивалентного лапласиана для бесконечной среды каждому конечному образцу, использованному в измерениях. Он полагает, что наиболее существенной экспериментальной трудностью явится, вероятно, выделение основной гармоники.

Симмонс и Кинг [86] рассмотрели проблему в применении к размножающим средам в рамках двухгрупповой техники, пользуясь при этом одной группой запаздывающих нейтронов, и получили соответствующие соотношения.

Кригер и Цвайфель [92] применили асимптотическую теорию реактора к проблеме размножающих сред и показали, что решение для n-й гармоники источника быстрых нейтронов может быть сведено к n-й гармонике источника тепловых нейтронов, и, следовательно, нужно рассматривать только последний случай.

Пурохит [93] развил общий формальный аппарат рассмотрения проблемы термализации нейтронов в конечных размножающих и неразмножающих средах. Он указывает, что эксперименты с пульсирующим источником в размножающих средах дают сечение поглощения и коэффициенты диффузии, усредненные по распределению Максвелла.

4—2.2. Решение диффузионного уравнения. а) Неразмножающие среды. В настоящем разделе вкратце рассмотрим элементы простой рабочей теории. Предположим, что в течение очень короткого промежутка времени после вспышки * нейтроны будут иметь приблизительно тепловые скорости, и поэтому их поведение

* Этот промежуток времени зависит от используемого замедлителя и изменяется в пределах от нескольких микросекунд, как в случае воды [94], и до сотен микросекунд, как в случае графита.

может быть описано зависящим от времени диффузионным уравнением без источника, а именно

$$D\nabla^2 n - \frac{n}{T} = \frac{\partial n}{\partial t}, \qquad (4.1)$$

где D — коэффициент диффузии ($см^2/сек$), медленно меняющийся во времени и приближающийся к разновесному или асимптотическому значению; n — плотность нейтронов; T — среднее время жизни нейтронов.

Для бесконечной неразмножающей системы (т. е. замедлителя)

$$T = 1/v\sum\nolimits_{am},$$

где v — скорость тепловых нейтронов, соответствующая макроскопическому сечению поглощения замедлителя Σ_{am}.

Если макроскопическое сечение поглощения следует закону $1/v$, то величина T не должна зависеть от спектра нейтронов. Уравнение (4.1) может быть решено одним из нескольких методов, как, например, разделение переменных, конформное отражение, преобразование Фурье. Старейший из них — метод разделения переменных. Подход, описанный здесь, был использован А. В. Антоновым и др. [74].

Решение уравнения (4.1) находится в виде следующей суммы:

$$n(x, y, z, t) = \sum_{lmn}^{\infty} A_{lmn} S_{lmn}(x, y, z) \exp\left\{-\left[\frac{t}{T} + B_{lmn}^2 \int_0^t D(t)\,dt\right]\right\}. \qquad (4.2)$$

Константы, обозначенные A_{lmn}, зависят от начальных условий; l, m, n — целые числа, обозначающие номер гармоники; $S_{lmn}(x, y, z)$ представляет собой пространственные собственные функции и $(B_{lmn})^2$ — соответствующие собственные значения. Основные граничные условия: собственные функции равны 0 на экстраполированной границе, и, в частности, если мы имеем дело с плоской поверхностью, они исчезают на расстоянии 0,71 λ_{tr} от физической границы. Чтобы написанное выше

решение было правильным, значение λ_{tr} (средняя длина переноса) не должно зависеть от энергии и быть малым по отношению к размерам системы.

Замедление нейтронов может быть учтено следующим образом. Число нейтронов деления, достигающих тепловых энергий, дается плотностью замедления нейтронов при тепловых энергиях. Эта плотность может быть приблизительно рассчитана по возрастной модели, предполагающей непрерывное замедление быстрых нейтронов до тепловой энергии. Если кроме пульсирующего источника нейтронов нет никаких внешних источников быстрых нейтронов и поглощение в процессе замедления отсутствует, уравнение возраста Ферми записывается как

$$\triangle q(x,\ y,\ z,\ \tau) = \frac{\partial q\,(x,\ y\ \ z,\ \tau)}{\partial r}\ . \qquad (4.3)$$

В уравнении (4.3) член $q(x,\ y,\ z,\ \tau)$ представляет собой плотность замедления нейтронов возраста τ в точке $(x,\ y,\ z)$. Если λ_{tr} и длина экстраполяции D не зависят от энергии, решение уравнения возраста Ферми имеет вид

$$q(x,\ y,\ z,\ \tau) = \sum_{lmn}^{\infty} C_{lmn} S_{lmn}(x,\ y,\ z)\, e^{-B^2_{lmn}\tau}\ . \qquad (4.4)$$

Уравнение (4.4) дает плотность замедления нейтронов возраста τ в точке $(x,\ y$ и $z)$. Величина $e^{-B^2_{lmn}\tau}$ является вероятностью того, что нейтрон в результате замедления достигнет возраста τ или в данном рассмотрении станет тепловым.

В действительности плотность замедления является функцией времени, но так как времена замедления предполагаются малыми по сравнению с временами диффузии, этим фактом в данном рассмотрении можно пренебречь. Поэтому $q(x,\ y,\ z,\ \tau_{th})$ представляет собой число нейтронов (в 1 $см^3$), которые, только что достигнув тепловой энергии в точке $(x,\ y,\ z)$, начинают сразу же диффундировать и поглощаться в среде. При этих условиях сравнение выражений (4.2) и (4.4) показывает, что выполняется следующее соотношение:

$$A_{lmn} = C_{lmn} e^{-B^2_{lmn}\tau}\ .$$

Следовательно,

$$n(x,\ y,\ z,\ t)=\sum_{lmn}^{\infty} C_{lmn}S_{lmn}(x,\ y,\ z)\exp\left\{-\left[\frac{t}{T}+\right.\right.$$
$$\left.\left.+B_{lmn}^{2}\left(\tau+\int_{0}^{t} D\ (t)\ dt\right)\right]\right\}. \qquad (4.5)$$

Изучение экспоненты (4.5) показывает, что возможно определить новое τ' следующим образом:

$$\tau'=\tau+\int_{0}^{t} D(t)\,dt. \qquad (4.6)$$

А. В. Антонов и др. [74] называют τ' обобщенным возрастом. Фон Дардел [70] первый ввел понятие обобщенного возраста. Он и Сьёстранд подробно рассмотрели детали этого понятия, и их определение можно сравнить с определением, данным в [74]. Число поколений $\alpha(B^2_{lmn})\ t$ дается экспонентой уравнения (4.5) и равно

$$\alpha(B_{lmn}^{2})\,t=\frac{t}{T}+B_{lmn}^{2}\left[\tau+\int_{0}^{t} D\ (t)\ dt\right]. \qquad (4.7)$$

Величина $\alpha(B^2_{lmn})$ является функцией размера и формы размножающей системы. Для любой системы данной формы и размера существует спектр величин $\alpha(B^2_{lmn})$. Аналитически экспоненциальный член выражения (4.5) определяется произведением следующих трех экспонент:

$e^{-B^2_{lmn}\tau}$ — вероятности для нейтронов избежать утечки в процессе замедления и достигнуть возраста τ;

$e^{-t/T}$ — вероятности для теплового нейтрона избежать поглощения в процессе диффузии за время t;

$e^{-B^2_{lmn}\int_0^t D(t)dt}$ — вероятности для нейтрона избежать утечки из системы, имеющей лапласиан B^2_{lmn} в процессе диффузии за время t.

Для обычных форм среды — сферы, цилиндра и прямоугольного параллелепипеда — геометрические лапласианы B^2_{glmn} даются следующими выражениями:

для сферы

$$B_{g,\,l}^{2}=\left(\frac{l\pi}{R}\right)^{2}; \qquad (4.8)$$

для цилиндра

$$B_{glmn}^2 = \left(\frac{\gamma lm}{R}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{H}\right)^2 . \quad (4.9)$$

Для прямоугольного параллелепипеда имеем

$$B_{glmn}^2 = \left(\frac{l\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{c}\right)^2. \quad (4.10)$$

В этих соотношениях γ_{lm} являются корнями бесселевой функции первого рода; lmn — целые числа, определяющие гармонику; R, H, a, b — экстраполированные размеры (т. е. физический размер плюс длина экстраполяции d). Для плоской поверхности $d=0{,}71\ \lambda_{tr}$, а в предельном случае поверхностей бесконечной кривизны: $d=\frac{4}{3}\lambda_{tr}$.

Если физические размеры параллелепипеда a', b' и c', то экстраполированные размеры

$$a = a' + 2d; \quad b = b' + 2d; \quad c = c' + 2d,$$

а для сферы радиуса R:

$$R = R' + d.$$

В течение короткого времени по окончании нейтронной вспышки основной геометрический лапласиан, определенный как $B^2{}_{g\mathrm{III}}$, играет преобладающую роль, так как он является наименьшим из всех гармонических лапласианов [см. выражения (4.8) — (4.10)]. Спад тепловых нейтронов описывается в этом случае чистой экспонентой следующего вида:

$$n(x, y, z, t) \sim A_{\mathrm{III}} S_{\mathrm{III}}(x, y, z) \exp\left\{-\left\{\frac{t}{T} + B_{g\mathrm{III}}^2\left[\tau + \int_0^t D(t)\,dt\right]\right\}\right\} = A' \exp\left[-\alpha(B_{g\mathrm{III}}^2)\,t\right]. \quad (4.11)$$

При равновесии, если $B_{g\mathrm{III}}^2$ заменить на B_g^2 и $D(t)$ заменить константой D, получаем

$$\alpha(B_g^2) = \frac{1}{T} + B_g^2 D. \quad (4.12)$$

В уравнении (4.12) B_g^2 — геометрический лапласиан основной гармоники $B_{g\,\text{III}}^2$ и D — равновесное или асимптотическое значение коэффициента диффузии (в данном случае величина, соответствующая тепловой энергии). При этих условиях наклон является функцией геометрического лапласиана как независимой переменной, и уравнение (4.12) может быть переписано в виде

$$\alpha(B_g^2) = v\sum_{am} + B_g^2 D. \qquad (4.13)$$

Как показано на рис. 4.1, график $\alpha(B_g^2)$ дает прямую линию. Однако простое представление этой функции прямой линией не совсем правильное, особенно в си-

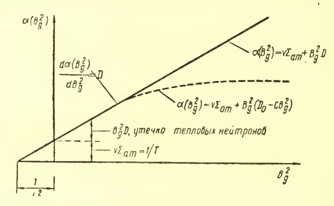


Рис. 4.1. Изменение скорости спада основной гармоники плотности нейтронов в зависимости от геометрического лапласиана сигма-призмы.

стемах с очень маленькими физическими размерами. Явление, известное как **диффузионное охлаждение**, которое было предсказано и наблюдалось в работе [70], приводит к отклонению от прямой линии, показанной на рис. 4.1. Величина D, равная $v\lambda_{tr}/3$, является функцией скорости, т. е. скорость утечки будет больше для быстрых нейтронов. Когда геометрический лапласиан становится больше (физические размеры системы становятся меньше), среда или замедлитель становится богаче тепловыми нейтронами. Это положение проблемы диффузионного охлаждения было детально рассмотрено А. В. Антоновым и др. [74].

Если учесть явление диффузионного охлаждения, то число поколений в единицу времени $\alpha(B_g^2)$ становится параболической функцией следующего вида:

$$\alpha(B_g^2) = v\sum_{am} + B_g^2(D_0 - CB_g^2), \qquad (4.14)$$

где C — коэффициент диффузионного охлаждения; D_0 — коэффициент диффузии для бесконечной системы (т. е. для $B_g^2 = 0$).

Более детальное рассмотрение показывает, что в общем случае в уравнение (4.14) нужно добавить члены более высокого порядка. Если рассматриваются члены порядка не выше чем B^4, то, как показал Нелкин [91], постоянная C состоит из двух членов: C_D и C_T, где C_D — коэффициент диффузионного охлаждения, C_T — поправка к диффузионной теории, получаемой на основе теории переноса нейтронов. Величина $C_D \gg C_T$.

б) Размножающие среды. Для размножающих систем $\alpha(B_g^2)$ становится несколько более сложной функцией. Для гомогенной смеси, как показано Кембеллом и Стельсеном [83—84], должно быть введено в рассмотрение два новых фактора:

1. Увеличение поглощения нейтронов за счет присутствия топлива в замедлителе.

2. Эффективное уменьшение поглощения за счет прибыли нейтронов в результате деления.

Если мы рассматриваем только дополнительное поглощение, то можем просто увеличить $\alpha(B_g^2)$ потому, что $\alpha(B_g^2)$ возрастает с возрастанием поглощения. Прибыль нейтронов можно объяснить, рассматривая преобразование Фурье $\overline{P}(B_g^2)$ соответствующего ядра замедления. Например, если применима модель возраста, то соответствующее преобразование Фурье будет:

$$\overline{P}(B_g^2) = p e^{-B_g^2\tau}.$$

В этом выражении p — вероятность избежать резонансного захвата и $e^{-B_g^2\tau}$ — вероятность избежать утечки быстрых нейтронов. Если τ — возраст тепловых нейтронов, то $\overline{P}(B_g^2)$ можно назвать *вероятностью термализации* или *вероятностью того, что быстрый нейтрон достигнет в результате замедления тепловой энергии.*

Если η — число нейтронов деления на поглощенный нейтрон, то $\eta\bar{P}(B_g^2)$ нейтронов достигнет тепловой энергии. Суммарный эффект поглощения нейтронов топливом $v\Sigma_{au}$ и рождения нейтронов — $v\Sigma_{au}\eta\bar{P}(B_g^2)$ дается выражением

$$v\sum_{au}\left[1-\eta\bar{P}\left(B_g^2\right)\right].$$

Выражение $\alpha(B_g^2)$ для размножающей среды теперь имеет вид

$$\alpha(B_g^2)=v\sum_{am}+B_g^2\;D+v\sum_{au}\left[1-\eta\bar{P}\left(B_g^2\right)\right] \quad (4.15)$$

или с учетом диффузионного охлаждения:

$$\alpha(B_g^2)=v\sum_{am}+B_g^2D+CB_g^4+v\sum_{au}\left[1-\eta\bar{P}\left(B_g^2\right)\right]. \quad (4.16)$$

Для низких ядерных отношений топлива к замедлителю $B_g^2\;D_0$ и CB_g^4 не сильно зависят от присутствия делящего материала. На рис. 4.2, взятом с небольшими видоизменениями из работы [84], изображены графики уравнений (4.13)—(4.15). Два интересных варианта (4.15), представленных уравнениями (4.17) и (4.18), часто встречаются на практике:

$$\alpha(B_g^2)=v\sum_{at}+B_g^2(D_0-CB_g^2)-$$
$$-v\sum_{at}\frac{k_\infty}{p}(1-\beta)\bar{P}\left(B_g^2\right), \quad (4.17)$$

где Σ_{at} — суммарное макроскопическое сечение поглощения; k_∞ — коэффициент размножения для бесконечной среды и β — доля запаздывающих нейтронов.

Эффективный коэффициент размножения $k_{эфф}$ может быть представлен следующим выражением:

$$k_{эфф}=\frac{k_\infty\bar{P}\left(B_g^2\right)}{p\left(1+L^2B_g^2\right)}=\frac{v\sum_{at}k_\infty\bar{P}\left(B_g^2\right)}{pv\sum_{at}\left(1+L^2B_g^2\right)}=\frac{v\sum_{at}k_\infty\bar{P}\left(B_g^2\right)}{p\left(v\sum_{at}+B_g^2D\right)}.$$

Если рассматривается диффузионное охлаждение, то это соотношение принимает вид

$$k_{эфф}=\frac{v\sum_{at}k_\infty\bar{P}\left(B_g^2\right)}{p\left(v\sum_{at}+B_g^2\right)\left(D_0-CB_g^2\right)}.$$

Значение $\alpha(B_g^2)$ с использованием $k_{эфф}$ и $k_р$ может быть представлено в виде

$$\alpha(B_g^2) = v\sum_{at}(1 + LB_g^2)[1 - k_{эфф}(1-\beta)] = \\ = \left(v\sum_{at} + DB_g^2\right)[1 - k_{эфф}(1-\beta)] = \\ = \left(v\sum_{at} + DB_g^2\right)(1 - k_р). \qquad (4.18)$$

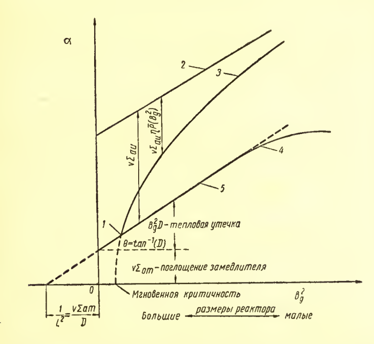


Рис. 4.2. Изменение скорости спада основной гармоники плотности нейтронов в зависимости от геометрического лапласиана для экспоненциальной призмы или подкритического реактора:

1 — нейтральный лапласиан; *2* — чистое поглощение (замедлитель плюс горючее $\alpha(B_g^2) = v\Sigma am + B_g^2 D + v\Sigma au$); *3* — комбинация эффектов замедлителя и горючего в решении (включая деление) $\alpha(B_g^2) = v\Sigma am + B_g^2 D + v\Sigma au \cdot [1 - \eta\overline{P}(B_g^2)]$, где $\overline{P}(B_g^2)$ — вероятность термализации; *4* — чистый замедлитель (влияние диффузионного охлаждения) $\alpha(B_g^2) = v\Sigma am + B_g^2(D_0 - CB_g^2)$; *5* — чистый замедлитель $\alpha(B_g^2) = v\Sigma am + B_g^2 D$.

Необходимо сделать четыре замечания относительно уравнения (4.18):

1. Величина β представляет собой, как будет показано позднее, эффективную долю запаздывающих нейтронов.

2. Коэффициент размножения на мгновенных нейтронах равен

$$k_p = k_{эфф}(1-\beta).$$

3. Диффузионное охлаждение отсутствует.

4. Должен быть рассмотрен подкритический случай, потому что в уравнении имеется член $[1-k_{эфф}(1-\beta)]$ вместо $[k_{эфф}(1-\beta)-1]$.

в) Кинетика реактора. Применение импульсной техники к исследованию кинетики реактора может быть рассмотрено теоретически с помощью диффузионного уравнения, зависящего от времени, записанного в следующем виде:

$$[k_{эфф}(1-\beta)-1]\,\Phi + p\frac{k_{эфф}}{k_\infty}\sum \lambda_i C_i = l\frac{\partial \Phi}{\partial t}, \qquad (4.19)$$

где $k_{эфф}$ — эффективный коэффициент размножения; β — доля запаздывающих нейтронов; $k_p = k_{эфф}(1-\beta)$ — коэффициент размножения на мгновенных нейтронах; k_∞ — коэффициент размножения для бесконечной среды; Φ — плотность потока нейтронов, равная nv; n — число нейтронов в единице объема; p — вероятность избежать резонансный захват; C_i — концентрация предшественников i-й группы запаздывающих нейтронов; λ_i — постоянная распада предшественников i-й группы, запаздывающих нейтронов; l — среднее время жизни тепловых или моноэнергетических нейтронов в конечной системе:

$$[1/(v\textstyle\sum_{at})]\,[1/(1+L^2B_g^2)].$$

В отсутствие запаздывающих нейтронов и для подкритического случая можно получить среднее время жизни мгновенных нейтронов l_p из выражения

$$n = n_0 \exp\left\{-[1-k_{эфф}(1-\beta)]\frac{t}{l_p}\right\}. \qquad (4.20)$$

Доля запаздывающих нейтронов β в уравнении (4.20) должна быть заменена эффективной величиной β^*, так как запаздывающие нейтроны имеют меньшие энергии,

чем мгновенные нейтроны, и дают относительно больший вклад в деление, чем эквивалентное число быстрых мгновенных нейтронов. Однако для многих целей различием для β и β^* можно пренебречь. Если пренебречь диффузионных охлаждением, то $\alpha(B_g^2)$ будет постоянной спада основной гармоники или наклоном прямолинейной части графической зависимости скорости счета от времени, как показано на рис. 4.1.

Частота повторения импульсов нейтронов должна быть выбрана так, чтобы запаздывающие нейтроны, которые имеют время жизни более чем 250 *мсек,* составляли постоянный фон и не давали бы вклада в кривую распада. На графике $\alpha(B_g^2)$ можно отметить две интересные точки. При критичности на запаздывающих нейтронах $k_{эфф}=1$ и $\alpha(B_g^2)_0=\beta^*/l_p$, что соответствует на оси B_g^2 лапласиану, обеспечивающему критичность на запаздывающих нейтронах.

Если β^* для данного реактора известно, то из этого выражения можно получить $l_р$. Если функцию $\alpha(B_g^2)$ экстраполировать к нулю, то можно определить геометрический параметр для критичности на мгновенных нейтронах. Реактивность ρ обычно определяется как $(k_{эфф}-1)/k_{эфф}$. Если эту величину разделить на β^*, мы получим реактивность, равную одному доллару *

$$\$ = \frac{k_{эфф}-1}{k_{эфр}\cdot\beta^*}. \qquad (4.21)$$

Функция $\alpha(B_g^2)$ будет:

$$\alpha(B_g^2) = \frac{k_р - 1}{l_р} = \frac{k_{эфф}\beta^*(\$ - 1)}{l_р}; \qquad (4.22)$$

если $k_{эфф}=1$, то:

$$\alpha(B_g^2) = \frac{\beta^*(\$ - 1)}{l_р} = \alpha(B_g^2)_0(\$ - 1). \qquad (4.23)$$

Все эти величины имеют гармоническую зависимость, за исключением критического состояния; таким образом,

* Единица реактивности — доллар, обычно применяемая в зарубежной литературе, соответствует, таким образом, величине реактивности, равной эффективной доли запаздывающих нейтронов. — ***Прим. ред.***

доллар реактивности является реактивностью, определяемой основной гармоникой.

Величины эффективности поглощающих стержней можно получить различными способами. Мы приведем метод Гендри [96]. Предположим, что $\alpha(B_g^2)_0$ известно; измерив затем постоянную спада $\alpha(B_g^2)$ при некотором значении лапласиана B_g^2, получим $\alpha(B_g^2)_1$, соответствующую $k_{эфф1}$. Введем в систему поглощающий стержень и снова измерим постоянную распада; получим $\alpha(B_g^2)_2$, соответствующую $k_{эфф2}$. В результате эффективность поглощающего стержня в долларах реактивности будет определяться из выражения

$$\frac{\alpha\left(B_g^2\right)_2-\alpha\left(B_g^2\right)_1}{\alpha\left(B_g^2\right)_0}=\frac{k_{эфф1}-k_{эфф2}}{\beta^*}=\frac{\Delta k}{\beta^*}. \qquad (4.24)$$

4 — 3. Элементы экспериментальной методики

4—3.1. Некоторые замечания. а) Импульс или вспышка нейтронов. Среди различных возможных форм колебаний три формы представляют значительный экспериментальный интерес из-за их простоты и относительной легкости получения. Это прямоугольные, трехугольные и синусоидальные колебания. В технике котлового осциллятора прямоугольные колебания наиболее полезны при измерениях коэффициента реактивности, а трехугольные — при измерениях температурных коэффициентов [97].

В этой главе будут рассматриваться только прямоугольные колебания. Имеются три параметра, характеризующие вспышку нейтронов: ширина вспышки, выраженная в единицах времени; частота повторения R, выраженная в колебаниях в секунду; скважность i/T, где T — период, равный $1/R$.

б) Кривая показаний детектора. Временное поведение нейтронов в данной точке среды как во время вспышки, так и после представляет главный теоретический и экспериментальный интерес. В обоих случаях на это поведение влияет замедление нейтронов, поглощение и утечка, и это проявляется на опыте в виде зависимости показаний детектора во времени. В течение вспышки показания детектора резко возрастают и посте-

пенно падают после вспышки. Спад показаний был широко исследован в экспериментах с пульсирующим источником нейтронов. Изучение возрастания показаний детектора очень важно, но требует специальных детекто-

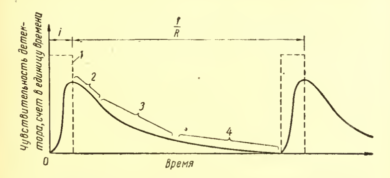


Рис. 4.3. Показания детектора перед и после вспышки нейтронов в зависимости от времени в декартовых координатах:
1 — вспышка нейтронов; 2 — переходная область (присутствуют высшие гармоники); 3 — основная гармоника (единственная экспонента $A=A_0\,e^{\alpha t}$); 4 — область запаздывающих нейтронов.

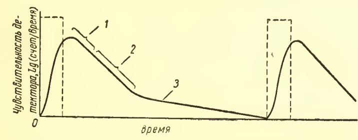


Рис. 4.4. Показания детектора перед и после вспышки нейтронов в зависимости от времени в полулогарифмическом масштабе:
1 — переходная область; 2 — единственная экспонента; 3 — область запаздывающих нейтронов.

ров и средств электроники с малым мертвым временем. Возможно, что сверхбыстрая импульсная техника Гелдринга [98] и Коннора [99] могла бы быть применима в этой области исследований. Если отложить показания детектора как функцию времени, можно получить кривые типа, изображенных на рис. 4.3 и 4.4. Эти кривые не нуждаются в пояснениях. Если в экспериментах исполь-

зуется многоканальный временной анализатор, то каждый канал регистрирует число импульсов между t и $t+\Delta t$ (Δt — ширина канала). Это ясно из графика рис. 4,5, где показаны время задержки δ после нейтронной

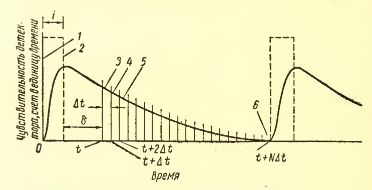


Рис. 4.5. Временной анализ кривой показаний детектора:
1 — начало вспышки; 2 — конец вспышки; 3 — первый канал (ворота); 4 — второй канал (ворота); 5 — третий канал (ворота); 6 — N-й канал (ворота).

вспышки и ширина канала. Время задержки δ_0, отыскиваемое как экспериментально, так и теоретически, яв-

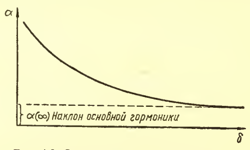


Рис. 4.6. Зависимость скорости спада α, иллюстрирующая метод оценки δ_0 от времени задержки δ.

ляется временем, в конце которого кривая показаний детектора изменяется по экспоненциальному закону. В этом случае основная гармоника полностью доминирует над всеми другими (это наступает, когда достигается значение, грубо равное $1/e$ от первоначальной величины). Что-

бы найти время задержки δ_0, отложим наклон кривой показаний детектора $\alpha(\delta)$ как функцию времени задержки δ, как это показано на рис. 4.6. Способ построения был описан Гендри [96].

в) Детекторы. Некоторые типы детекторов и некоторые из параметров этих детекторов даны в табл. 4.2.

Таблица 4.2

Краткое описание широко используемых детекторов

Тип счетчика	Материал	Размеры	Примечания	Ссылка на источник
Пропорциональный	BF_3	Диаметр 2 *см*, длина 5 *см*	—	[69]
	Обогащенный BF_3	Внешний диаметр 0,8 *см*, объем 1 *см*^{3}	Давление 760 *мм рт. ст.*	[70]
	Покрытие B^{10}	Диаметр 3,81 *см*, длина 13,5 *см*	—	[73]
	Обогащенный BF_3	Внешний диаметр 1,4 *см*, длина 30 *см*	—	[74]
	BF_3	Рабочий объем 6 *см*^{3}	—	[85]
Ионизационная камера	Бор	—	—	[74]
Сцинтиллятор	Li^6I (Eu)	$2\times10\times10$ *мм*	—	[77]
	Li^6I (Eu)	Диаметр $1,2\times4$ *мм*,	—	[84]
		объем 1 *см*^{3}	Чувствителен к тепловым нейтронам	[75]
	Стильбен	—	Чувствителен к быстрым нейтронам	[75]
	Катод, покрытый B^{10}	—	—	[86]
	Li^6I (Eu)	Диаметр 3,81 *см*	—	[88]

г) Разрешение. Разность двух скоростей Δv (или двух времен Δt), которые еще могут быть измерены прибором, называется разрешающей способностью прибора. Часто разрешающая способность выражается в микросекундах на метр. На графике разрешение

обычно изображается как треугольник с основанием, равным удвоенной ширине канала. Максимальное разрешение достигается, когда ширина канала и продолжительность вспышки равны, что, однако, по той или иной причине не всегда достижимо на практике. Детальное рассмотрение вопроса о разрешении прибора может быть найдено в работе Юза [100].

д) Размещение детекторов. Когда размножающая система критична, положение счетчика в системе не играет роли, если это касается измерений скорости спада нейтронов, так как в этом случае существенна только основная гармоника. Влияние положения детектора на относительную скорость счета особенно заметно в статических экспериментах, когда используется метод обратного умножения для определения k или критической массы в процессе загрузки топлива. Для этого случая два счетчика в различных положениях вначале могут давать заметно различные кривые, которые, в конце концов, сливаются при достижении критичности. Если сборки близки к критическому состоянию, основная гармоника нейтронной плотности превалирует над всеми другими гармониками в такой степени, что положение счетчика может быть совершенно несущественным [81, 87]. Если, однако, желательно уменьшить эффекты высших гармоник, детектор и источник могут быть расположены так, что эффекты высших гармоник будут сведены к минимуму [71, 80, 86, 88].

е) Поправки детектора. Обычные поправки детектора включают поправки на фон и мертвое время и в необходимых случаях на время пролета нейтрона. Если время между нейтронными вспышками не слишком велико, некоторые из нейтронов данной вспышки могут принадлежать предыдущей вспышке. Однако определенное перекрытие может быть допустимым, потому что нейтроны термализуются после замедления, и соответствующая поправка может быть введена согласно с рекомендацией фон Дардела [70]. Запаздывающие нейтроны должны также быть учтены, если промежуток времени, в течение которого ведется счет, слишком велик. Примеры введения поправки на запаздывающие нейтроны можно найти в работах [81, 87].

ж) Приблизительный интервал значений импульсных параметров. Значения им-

пульсных параметров, взятые из работы [101], приведены в табл. 4.3.

Таблица 4.3

Приблизительный интервал значений импульсных параметров

Параметр	Значение
Наблюдаемая константа спада импульса α	От 10^4 до 10^5 *сек*
Ширина канала Δt	От 10^{-4} до 0,1 *сек*
Частота повторения R	От 10 до 10^4 *цикл/сек*
Ширина нейтронной вспышки i	От 10 *мксек* до 10 *мсек*
Интенсивность I	От 10^8 до 10^9 *нейтрон/сек* и должно быть меньше 10^{10}, так как большие значения I приведут к большим потерям счета
Мертвое время τ	Меньше 5 *мксек*
Число каналов временного анализатора	От 20 до 40 (имеются исследования, для которых необходимо намного большее число каналов, например 256)

з) Устройства электроники. Когда в качестве пульсирующего источника РПИ используется ускоритель Ван-де-Граафа *, применяется блок-схема электронной аппаратуры, подобная изображенной на рис. 4.7. Генератор колебаний самовозбуждается и настроен на частоту, соответствующую желательной частоте следования нейтронных вспышек.

Как видно из рис. 4.7, генератор колебаний запускает два импульсных генератора, один из которых дает начало счету в первом канале временного анализатора, а другой — импульс с заданной продолжительностью. Продолжительность этого импульса определяет продолжительность нейтронной вспышки. Последний импульс подается также на импульсный усилитель, выходной импульс которого достаточно велик, чтобы превысить напряжение смещения, приложенное к электростатическим отклоняющим пластинам ускорителя Ван-де-Граафа. Так как в импульсном режиме работы ускорителя

* Дает ток дейтронов от 0 до 50 *мка* при напряжении от 0,5 до 1 *Мв*. При токе 50 *мка* и напряжении 1 *Мв* выход нейтронов $5 \cdot 10^9$ *нейтрон/сек.*

Ван-де-Граафа пучок дейтронов обычно не попадает на мишень, сигнал с этого импульсного усилителя направляет пучок на Ве-мишень для получения вспышки нейтронов.

Нейтроны в любой точке исследуемой системы считываются схемой, в которой в качестве детектора используются BF_3-счетчики или камера деления; поступающие со счетчика и соответствующим образом сформированные импульсы подаются на многоканальный временной

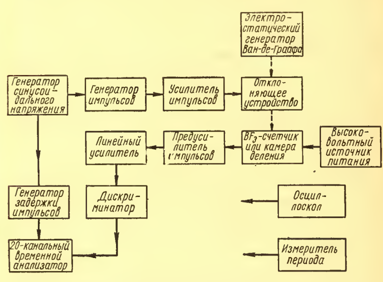


Рис. 4.7. Блок-схема оборудования, используемого в РПИ для измерений с импульсным источником нейтронов.

анализатор. Ручной контроль ширины канала позволяет измерить временное распределение нейтронов в пределах 2 *сек* (грубая оценка), или 200 *мксек*, так как максимальная и минимальная ширины каналов составляют соответственно 100 *мсек* и 10 *мксек*. Так как запускающий импульс для многоканального анализатора может быть ускорен или задержан относительно времени начала нейтронной вспышки, возможности схемы значительно расширяются. Если требуется только сравнительно

невысокая точность, то временные уставки для продолжительности вспышки нейтронов, затяжек времени и частоты повторения могут быть заданы при помощи осциллографа.

Таблица 4.4

Некоторые из ускорителей, используемых в исследованиях

Тип ускорителя	Напряжение, *Мв*	Ток, *мка*	Отклонение	Падающие частицы	Мишень	Энергия нейтронов, *Мэв*	Ссылка на источник
Каскадный генератор	0,900	300	Модулирование напряжения отсоса радиочастотного иоиного источника	Дейтроны	Be	5,3	[75]
	0,400	—	—	То же	T	14	[74]
Ван-де-Граафа	5,5	—	Электростатическое отклонение	Протоны	—	—	[77]
	0,250	—	Модулирование иапряжения отсоса радиочастотного ионного источника	Дейтроны	T	14	[76]
	2,5	—	Механический прерыватель	Протоны	Li	—	[80]
	1	50	Электростатическое отклонение	Дейтроны	Be	5,3	РПИ

и) Нейтронные источники. Подробные данные о нейтронных источниках, которые могут быть использованы как постоянные или импульсные, были опубликованы сравнительно недавно. В связи с этим в работе [102] обсуждается получение нейтронов с помощью ускорителей. Обзор источников нейтронов опубликован также в работе [103]; кроме того, некоторые маленькие трубки, предназначенные для непрерывного или импульсного действия, более детально описаны в работах [104—106].

В табл. 4.4 рассмотрены примерные данные источников нейтронов, используемых в импульсной технике.

В табл. 4.5 приводятся некоторые характеристики многоканальных анализаторов, применяемых в исследованиях.

4—3.2. Экспериментальные устройства. Экспериментальные устройства для исследований свойств различных сред могут быть весьма различны по форме. Часто надо измерить $\alpha(B_g^2)$ для основной гармоники нейтронов плотности. В этом случае B_g^2 является независимой переменной. После выбора формы бака для изучаемой среды экспериментатор может сделать серию контейнеров различных размеров или может найти другие способы для изменения B_g^2, как, например, повышение уровня

Таблица 4.5

Некоторые характеристики импульсиых систем

Характерпстика вспышки		Многоканальный временной аналнзатор			Ссылка на нсточник
Продолжительиость, *мксек*	Частота повтореиий, *цикл/сек*	Число каиалов	Время задержки τ, *мксек*	Шириа канала	
80	370	—	300	—	[80]
0,025—0,05*	от 2 до 4	40	—	—	[81]
0,025 до 0,5*	от 1 до 2	40	—	—	[81]
30	600	—	—	—	[75]
6	50—1000	—	От 0 до нескольких тысяч	От 50 до 200 *мксек*	[74]
2	Переменная, обычно 4	256	3**	25 *мксек*—25 *сек*	[88]
300	50	—	—	—	[96]
1000	40	20	—	100 *мксек*	[77]
1000	—	—	от 200 до 300	—	[83]
1—1000 (непрерывная)	От 10^4 до 0,1 (переменная)	20	от 0 до $1/R$ (непрерывная)	От 10^{-5} до 10^{-1} *сек* (декадное переключение)	РПИ

* *сек.*
** *мсек.*

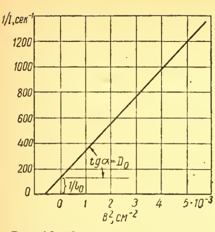


Рис. 4.8. Изменение скорости спада основной гармоники плотности нейтронов в зависимости от геометрического лапласиана.

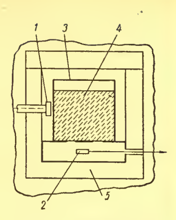


Рис. 4.9. Цилиндрический сосуд с толстой литиевой мишенью [80]:

1 — мишень; *2* — BF_3-счетчик; *3* — контейнер с кадмиевым экраном; *4* — замедлитель; *5* — слой H_3BO_3 толщиной в 2,54 *см*.

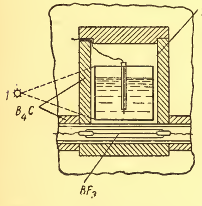


Рис. 4.10. Геометрический лапласиан цилиндрического сосуда, содержащего замедлитель; может быть измерен посредством изменения уровня жидкого замедлителя. Для измерения температуры используется термопара [74]:

1 — источник нейтронов; *2* — кадмиевый экран.

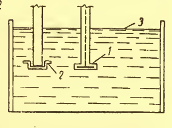


Рис. 4.11. Бесконечная геометрия [81]. Цилиндрический алюминиевый бак диаметром 77 *см*, высотой 40 *см*. Бак выложен кадмием и наполнен дистиллированной водой. Мишень и кристаллический детектор расположены в средней плоскости на расстоянии 20 *см* друг от друга. Тепловые нейтроны детектируются во временном интервале 150—700 *сек*:

1 — мишень; *2* — кристалл; *3* — вода.

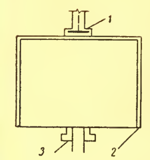


Рис. 4.12. Коиечная геометрия [75]. Прямоугольный штабель из брикетов BeO. Все стороиы, за исключеиием осиоваиия, покрыты слоем Cd толщииой 1 *мм*. Лист Cd помещен также ииже детектора. Геометрический лапласиаи варьируется посредством измеиеиия стороиы куба, и соответствующая $\alpha\,(Bg^2)$ получается с помощью импульсиого источиика. Высшие гармоиики быстро исчезают со времеием. После 500 и 1000 *сек* возбуждается только осиовиая гармоника:

1 — мишеиь; *2* — кадмий; *3* — кристалл.

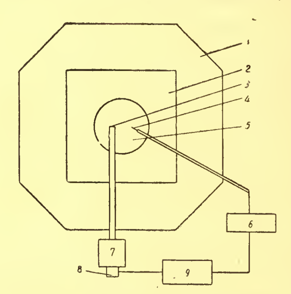


Рис. 4.13. Схематический вид эксперимеитальиого устройства [81]:

1 — защита; *2* — отражатель; *3* — тритиевая мишеиь, *4* — B F_3 -счетчик; *5* — бак; *6* — усилитель; *7* — ускорительиая трубка; *8* — иоииый источиик; *9* — времеииой аиализатор

воды в цилиндрическом сосуде фиксированного радиуса. Для каждого размера он находит $\alpha(B_g^2)$ и таким образом может получить кривую, показанную на рис. 4.8.

Некоторые примеры экспериментальных установок, описанных в литературе, показаны на рис. 4.9—4.14.

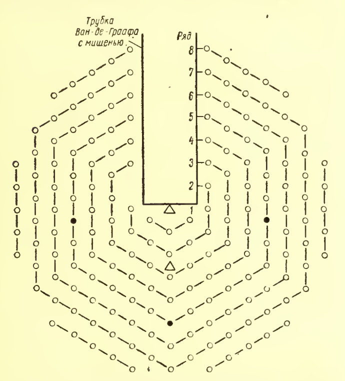


Рис. 4.14. Одна из нескольких сборок топливных стержней [107] в подкритическом реакторе РПИ:
○ — положение топливного элемента; ● — положение поглотителя; △ — положение счетчика.

4 — 4. Эксперименты

Описание многих экспериментов, выполненных с применением импульсной техники, может быть найдено в цитированной литературе. В работах [74, 75], например, показано, как можно получить $\alpha(B_g^2)$ для соответствую-

щей независимой переменной B_g^2 и из полученных кривых рассчитать различные параметры D и L. В работе [76] даны постоянные распада $1/l$, соответствующие $\alpha(B_g^2)$ в функции B_g^2. В этой работе B_g^2 получено из уравнения (4.13). Чтобы решить это уравнение, были использованы коэффициенты диффузионного охлаждения C, удовлетворяющие экспериментальным данным, коэффициент диффузии D и среднее время жизни нейтронов в бесконечной среде l_0.

Результирующая кривая из работы [76] приведена на рис. 4.8. В работе [86] даны кривые поведения наблюдаемого потока нейтронов в критическом и подкритическом состоянии, соответствующем $k_{эфф} \sim 0{,}99$, или подкритичности в 1,27 долл. Кривые показаны на рис. 4.15. Пунктирные части кривых показывают теоретическую экстраполяцию поведения плотности потока.

На рис. 4.16 изображены в качестве примера кривые, полученные в РПИ при выполнении лабораторной работы по реакторной физике. Цель этого эксперимента — показать влияние добавления поглотителя на реактивность подкритического реактора. Это было сделано замещением трех элементов из естественного урана элементами, содержащими буру. Относительное размещение трубок с поглотителем и счетчиков [107] указано зачерненными кружками и треугольниками на рис. 4.14. Система исследовалась при трех различных условиях:

1) полностью загруженная топливом;
2) с тремя удаленными элементами;
3) с тремя элементами, содержащими буру.

Было найдено, что поглотитель изменяет реактивность примерно на 4,5 долл. (приблизительно 3% изменения в k).

В процессе выполнения лабораторной работы в РПИ также получены кривые скорости счета в зависимости от накала и положения детектора (рис. 4.17). Кривые для положений *1, 2, 3, 4* для канала № 3 приблизительно параллельны. И хотя они близки к прямым, все-таки имеют измеримую кривизну. В активной зоне скорость счета падает с изменением номера канала и достигает минимума для положения *6*. Затем скорость счета возрастает (как это показано для случая, когда счетчик размещен вблизи границы активной зоны, — позиция *7*) и достигает максимума вне активной зоны в водяном за-

медлителе, как это показано в верхнем правом углу рис. 4.17. Эта кривая получена построением зависимости скорости счета данного канала в функции положения счетчика. Она аналогична кривой зависимости плотности потока от расстояния и показывает заметное влияние

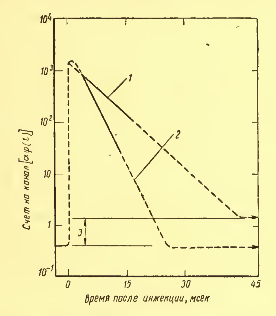


Рис. 4.15. Зависимость наблюдаемого потока нейтронов от времени для критического реактора с пульсирующим источником и для реактора с подкритичностью в 1,27 долл.:

1 — критический реактор; *2* — подкритический реактор 1,27 долл. (уровень потока перед вспышкой около 0); *3* — подъем уровня мощности в критическом состоянии.

отражателя на распределение потока на границе активной зоны с отражателем.

Опыты в РПИ показали, что радиационная опасность при проведении экспериментов может быть отмечена в местах, не вызывающих подозрений. Это указывает на острую необходимость частого периодического контроля всей производственной зоны.

В одном случае части ускорительной трубки стали радиоактивными, в другом — отклоняющие пластины Ван-де-Граафа, будучи подвержены действию пов-

торяющихся импульсов, стали относительно сильными источниками нейтронов. Оказалось, что повторяющиеся импульсы привели к поглощению дейтерия отклоняющими пластинами и что, в конце концов, превратило их в довольно хорошие дейтериевые мишени. Когда подача

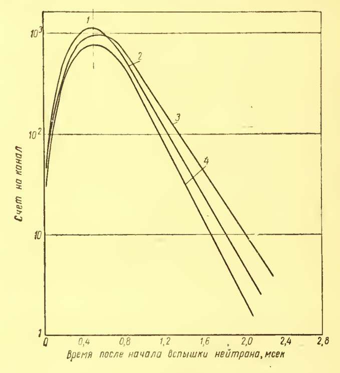


Рис. 4.16. Изменение скорости распада основной гармоники нейтронной плотности α в зависимости от количества поглотителя. Из величин α изменение реактивности может быть оценено в долларах или эквивалентных единицах: *1* — конец вспышки; *2* — присутствуют все топливные элементы α; *3* — три топливных элемента удалены; *4* — заменены на три трубки с бурой. Опыт № 9: $T = 16\,000$ *мксек*, $i = 500$ *мксек*, $\Delta t = 100$ *мксек*, время счета 3 *мин*.

импульсов была вновь возобновлена, наступила реакция $D(dn)He^3$. Оказалось необходимым окружить отклоняющие пластины толстым слоем парафина, покрытым кадмием. Даже при этих условиях дозиметр нейтронов по-

казал заметное возрастание уровня фона нейтронов в производственной зоне, как раз над эпицентром отклоняющих пластин во время работы установки.

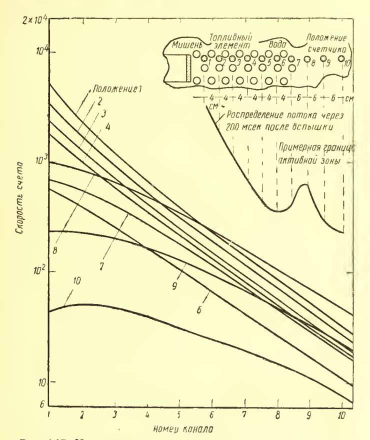


Рис. 4.17. Изменение скорости счета в зависимости от номера канала и положения детектора. Из этих данных распределение плотности потока в данном канале может быть построено как функция положения детектора. Пример такого построения дан в верхнем правом углу. Полученная кривая показывает эффект отражателя вблизи границы (активная зона — отражатель):

1 — положение один; *2* — положение два и т. д. до положения 10.

ЧАСТЬ II
ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Глава 5
ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ТРЕБУЮЩИЕ ТОЛЬКО ПОСТОЯННЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ

Опыт 5—1. Измерение периода полураспада Ag^{108}

5—1.1. Введение. При выполнении экспериментов по лабораторному курсу реакторной физики важной проблемой является техника счета. Одним из способов закрепления студентами навыков в технике счета может быть измерение периода полураспада какого-либо радиоактивного изотопа.

5—1.2. Цель (постановка задачи). Цель эксперимента заключается в определении периода полураспада Ag^{108}:

$$Ag^{107} + n \rightarrow Ag^{108} \rightarrow Cd^{108} + \beta^-.$$

5—1.3. Теория и метод. Соответствующая теория и математическая обработка данных описаны в гл. 1 и 2. В принципе метод состоит из активации фольги нейтронами. В настоящем эксперименте используется серебряная фольга, и ее облучение приводит к образованию радиоактивных изотопов серебра. Активность фольги через регулярные интервалы времени измеряется счетчиком Гейгера — Мюллера в соответствии с процедурой, описанной в гл. 2. Метод наименьших квадратов и коэффициент корреляции применяются к данным в учебных целях.

5—1.4. Материалы и аппаратура. Аппаратура, используемая в этом эксперименте, показана на рис. 5.1.1. и включает в себя цилиндрический бак, содержащий воду. В данном эксперименте использовался бак диаметром 121,692 *см* и высотой около 157,4 *см*. Однако для

этой цели подошел и меньший бак (диаметром около 60,96 *см* и высотой около 91,44 *см*). Во всех случаях нужно убедиться, что, когда источник нейтронов помещен в бак, опасность облучения мала. Вместо водяного бака, заменяющего устройство, можно использовать цилиндрический парафиновый блок диаметром около 45,72 *см* и высотой 60,96 *см*.

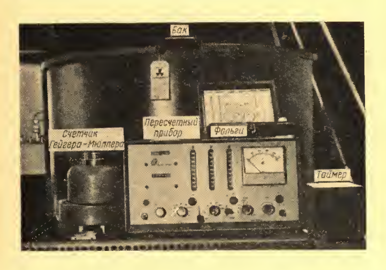


Рис. 5.1.1. Оборудование, используемое в опыте 5—1.

Po — Be- или Pu — Be-источник нейтронов активностью около 1 *кюри*.

Серебряные фольги диаметром около 2,54 *см* и толщиной около ~ 0,12 *мм*. Действительные размеры фольг, используемых в этом эксперименте, были 2,69 *см* в диаметре и 0,12 *мм* толщиной (130 *мг/см*^{2}).

Удобный пересчетный прибор, пригодный для использования со счетчиком Гейгера — Мюллера.

Таймер с минутной и секундной шкалой.

Торцовый счетчик Гейгера — Мюллера.

5—1.5. Порядок проведения опыта. Опыт начинается с проверки счетчика Гейгера — Мюллера (определение плато счетчика). Для этой цели используется β-источник, например C^{14} или влагозащищенный препарат карбоната

калия, который может быть также использован и в качестве стандартного источника, так как β-частица этого источника достаточно энергична, а K^{40} имеет большой период полураспада. После установки счетчика Гейгера — Мюллера в нужное положение производятся отсчеты с интервалом по напряжению питания через 50 *в*.

Pu — Be-источник нейтронов, активностью в 1 *кюри*, подвешивается в баке на проволоке из нержавеющей стали или какой-либо другой подвеске. Серебряная фольга помещается в люцитовый держатель, который прикрепляется к алюминиевому стержню диаметром 0,635 *см* и длиной 121,92—152,4 *см*. Стержень подвешивается таким образом, чтобы серебряная фольга находилась на расстоянии 10 *см* от источника нейтронов. Во время облучения фольги в течение 10 *мин*, измеряется фон установки. После этого облучения фольга вынимается из бака и помещается в свинцовый домик под счетчик. Время между концом облучения и началом измерения должно быть точно измерено, так как среди прочих причин, если имеется более чем один радиоактивный изотоп, скорость счета в течение переходного времени от одного периода полураспада к другому может стать довольно неопределенной. Отсчеты снимаются в течение 15 *сек* с промежутком между ними также 15 *сек*. Во время промежутка записывается счет за предыдущие 15 *сек*, а пересчетное устройство и таймер подготавливаются для следующего отсчета. Полезно иметь второй таймер для контроля времени счета и времени выдержки между отсчетами. Описанная выше процедура облучения и измерения повторяется три раза. Данные записываются в таблицы и наносятся на график, как это показано для примера в табл. 5.1.1 и на рис. 5.1.2. Так как распад происходит по экспоненциальному закону, график зависимости отсчетов за 15 *сек* от времени в полулогарифмической шкале * для каждого отдельного типа распада должен носить линейный характер.

В случае серебра, однако, график распада смеси активностей представляет кривую линию, показанную на рис. 5.1.2 пунктиром. Время, взятое при построении этого графика, соответствует середине счетного интервала,

* Нужно заметить, что по шкале ординат, как это показано и на рис. 5.1.2, обычно откладываются десятичные логарифмы, а не натуральные.

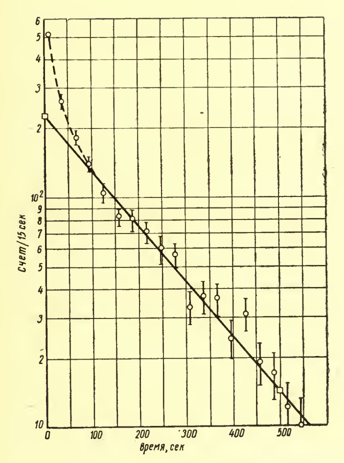


Рис. 5.1.2. Измерение периода полураспада Ag^{108}:
○ — экспериментальные точки со стандартным отклонением;
□ — точки, найденные по методу наименьших квадратов.

Таблица 5.1.1

Результаты измерения периода полураспада Ag^{108}

Время, *сек*	Счет за 15 *сек*					Время, *сек*	Счет за 15 *сек*				
	Серия 1	Серия 2	Серия 3	Среднее	Эффект*		Серия 1	Серия 2	Серия 3	Среднее	Эффект*
0	448	529	525	511	507	300	43	34	35	37	33
30	226	250	323	266	262	330	31	44	48	41	37
60	161	196	202	186	182	360	29	44	46	40	36
90	116	141	174	144	140	390	19	25	41	28	24
120	81	104	141	109	105	420	34	35	35	35	31
150	84	87	90	87	83	450	23	18	27	23	19
180	67	88	98	84	80	480	21	24	19	21	17
210	67	69	88	75	71	510	9	15	24	16	12
240	51	57	83	64	60	540	19	15	18	14	10
270	52	56	72	60	56						

* Фон 4,1 *имп/сек*, время выдержки между отсчетами 15 *сек*.

что находится в соответствии с теорией, обсуждаемой в гл. 2. Необходимость измерения фона очевидна. Полезно также вести периодический контроль и запись фона с тем, чтобы вносить поправки на нормальные отклонения.

5—1.6. Результаты и обсуждения. С помощью коэффициента корреляции r_c (см. гл. 1) было определено, что данные между $t=120$ *сек* и 555 *сек* наилучшим образом представляются прямой линией, так как $r_c=-0{,}988$. Метод наименьших квадратов, обсуждаемый в гл. 1, был использован для построения наилучшей прямой для этой группы данных. У этой линии наклон равен $-0{,}00161$ $сек^{-1}$, причем она пересекается с осью ординат в точке 214 *имп* за 15 *сек* и имеет значение при $t=500$ *сек* 14,2 *имп*/15 *сек*. Эта прямая показана на рис. 5.1.2 сплошной линией и отмечена двумя кадратными точками. На графике показано также стандартное отклонение наблюдаемых точек. Пример использования метода наименьших квадратов и коэффициентов корреляции можно найти в работе Купера и Коттона [108] по определению периода полураспада S^{35}. Кривая часть функции, изображенной на рис. 5.1.2 в области малых времен, указывает на присутствие другого, более корот-

кого периода полураспада. Так как данных для анализа этого периода недостаточно, то им пренебрегли. Однако оценку его можно было бы сделать. Величина более короткого периода может быть получена посредством эксперимента, описанного в литературе, например в работе [109]. Более длинный период полураспада может быть определен непосредственно из графика как время, необходимое для того, чтобы число импульсов уменьшалось до половины начального значения. Однако аналитический метод более точен. Если C_1 и C_2 — число импульсов за 15 *сек* при $t=t_1$ и $t=t_2$ соответственно, то экспоненциальная кривая на рис. 5.1.2 для $C_1>C_2$ и $t_2>t_1$ аналитически представится в форме

$$C_2 = C_1 \cdot 10^{-b(t_2-t_1)}. \tag{5.1.1}$$

Постоянная распада может быть рассчитана из уравнения

$$b = -\frac{\lg \frac{C_2}{C_1}}{t_2 - t_1}. \tag{5.1.2}$$

Если $C_2/C_1 = 1/2$, то $t_2 - t_1 = T_{0,5}$, т. е. периоду полураспада радиоактивного изотопа:

$$b = -\frac{\lg 0,5}{T_{0,5}} \tag{5.1.3}$$

или

$$T_{0,5} = \frac{\lg 0,5}{b}.$$

Обработка данных по методу наименьших квадратов дает для постоянной распада значение 0,00236 $сек^{-1}$. Для величины b уравнение (5.1.3) дает значение периода полураспада 2,13 *мин*. Эта величина достаточно хорошо совпадает с величиной 2,3 *мин*, определенной в работах [109, 110]. Подобный же анализ может быть сделан, если экспоненциальная кривая представляется аналитически уравнением

$$C_2 = C_1\, e^{-\lambda(t_2-t_1)}. \tag{5.1.4}$$

Можно показать, что постоянная распада в этом случае дается выражением

$$\lambda = -\frac{\lg \frac{C_2}{C_1}}{(t_2 - t_1) \lg e} \tag{5.1.5}$$

или

$$b = \lambda \lg e.$$

Для кривой плато счетчика Гейгера — Мюллера, изображенного на рис. 5.1.3, может быть рассчитан модуль плато α как

$$\alpha = \frac{1}{\bar{C}} \frac{\Delta C}{\Delta V} \sim 0{,}0014. \qquad (5.1.6)$$

В этом выражении: C — средняя скорость счета, взятая на плато; ΔV — изменение приложенного напряжения (*в*) и ΔC — изменение скорости счета на плато.

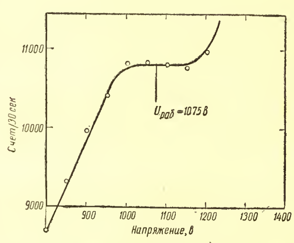


Рис. 5.1.3. Кривая плато торцового счетчика Гейгера—Мюллера.

Плато должно иметь $\alpha \approx 0{,}0002$ или меньше (в идеальном случае 0), что для $\Delta V = 100$ *в* дает относительное изменение скорости счета на плато 0,02, или 2% (скорости счета усредняются гармонически, если числители постоянные, а знаменатели переменны в выбранной группе данных, и арифметически, если числители переменные, а знаменатели постоянные). Значение α может быть иллюстрировано на примере.

Предположим, что скорость счета равна 10 000 *имп/мин* и что в течение времени счета действующее напряжение изменилось на 10 *в*. Для $\alpha=0{,}002$ это изменение напряжения приведет к изменению скорости счета на 20 *имп/мин*, или 0,2%. В принципе действующее напряжение могло бы быть взято на быстро возрастающей части кривой зависимости скорости счета от приложенного напряжения. В этом случае небольшое изменение приложенного напряжения дало бы значительное изменение скорости счета. Если приложенное напряжение абсолютно постоянно, никаких изменений скорости счета не было. Практически, так как гарантии такого постоянства нет, необходимо работать в области счетного плато, даже если должны использоваться большие действующие напряжения. В то же время, так как помимо всего прочего продолжительность жизни счетчика зависит от величины приложенного напряжения, действующие напряжения должны быть выбраны возможно более низкими.

Предположим, что α — постоянно в интервале напряжений 900—1050 *в*. Среднее действующее напряжение будет 975 *в*. Однако предпочтительнее выбрать 950 *в*, так как это увеличит срок службы счетчика. Действующее напряжение часто выбирается равным напряжению на расстоянии 1/3 от начала плато.

Приложение А

Интегральный метод измерения коротких периодов полураспада

Интегральный метод измерения коротких периодов полураспада в интервале от 10 до 100 *сек* коротко обсуждался в гл. 2. Он был испытан как приложение к опыту 5—1 аспирантами, работающими в лаборатории РПИ. Один из этих аспирантов, в частности Стеффенс, сравнил дифференциальный и интегральный методы. Как и ожидалось, рассеяние точек при измерении короткого периода полураспада значительно меньше в случае использования интегрального метода, что можно видеть из рис. 5.1.4. Этот благоприятный факт компенсирует внутреннюю ошибку, возникающую вследствие того, что полная скорость счета является конечной, а не бесконечной. Величина ошибки может быть уменьшена посредством усовершенствования, предложенного Стеффенсом.

Применение этого усовершенствования ясно из следующего рассуждения. Если накопленный счет, наблюдаемый за бесконечный

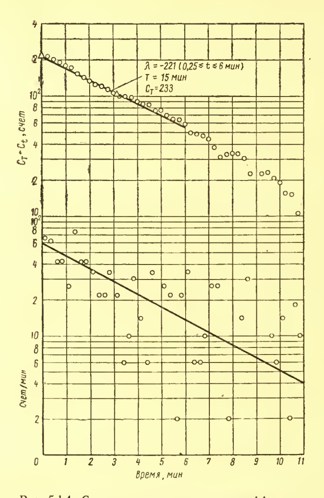


Рис. 5.1.4. Сравнение интегрального и дифференциального методов (изотоп Al^{28}; $\lambda = 0{,}305$ *мин*$^{-1}$): верхняя кривая — интегральный метод (неисправленный); нижняя — дифференциальный метод.

промежуток времени ($t=\infty$), — C_∞ (т. е. эквивалентно числу радиоактивных атомов, существующих при $t=0$ или N_0) и наблюдаемый в конце конечного отрезка времени ($t=t$), — C_t, то $C_\infty - C_t$ пропорционально числу радиоактивных атомов, существующих в момент t или N_t.

Следовательно, в полулогарифмическом масштабе $C_\infty - C_t$ должно давать прямую линию с наклоном $-\lambda$, где λ — постоянная распада. Математически это записывается в виде

$$\ln (C_\infty - C_t) = -\lambda t + \ln C_\infty. \tag{5.1.7}$$

Однако экспериментальные условия редко полностью удовлетворяют предположениям уравнения (5.1.7), так как в действительности время счета конечно $t=T$. Если T велико, то

$$\ln (C_T - C_t) \simeq -\lambda t + \ln C_T. \tag{5.1.8}$$

В реальном эксперименте пересчетный прибор включается в начале серии отсчета и не выключается до конца отсчета. Последовательные отсчеты $C_1, C_2, \ldots, C_n$ регистрируются в конце соответствующих времен $t_1, t_2, \ldots, t_n$. При $t_n=T$ прибор выключается. Практически T — это время, когда невозможно отличить скорость счета от фона. Нужно подчеркнуть, что точность вводимых поправок на фон существенна для получения величины C_t. Если на практике счет производится в течение времени T, возникает вопрос относительно природы и величины поправки, необходимой для преобразования приближенного уравнения (5.1.8) в уравнение, которое дало бы правильную прямую линию в полулогарифмическом масштабе для $t=T$, так как

$$\left.\begin{aligned} C_T &= C_\infty(1-e^{-\lambda T}) \\ \text{и} \qquad C_t &= C_\infty(1-e^{-\lambda t}), \end{aligned}\right\} \tag{5.1.9}$$

то после нескольких алгебраических преобразований имеем:

$$\ln\left[\frac{C_T - C_t}{1 - e^{-\lambda t\,(1-t)T}}\right] = -\lambda t + \ln C_\infty. \tag{5.1.10}$$

Знаменатель в логарифмическом члене является поправочным коэффициентом, значение которого заключается в том, что с его помощью уравнение (5.1.10) становится линейной функцией в полулогарифмическом масштабе. Уравнение (5.1.10) сводится к уравнению (5.1.7), когда поправочный коэффициент равен единице. Величина поправочного коэффициента зависит от переменной t и, к сожалению, от λ, которую надо определить (независимо от того, какая величина T должна быть взята, когда $t \to T$ поправочный коэффициент уменьшается). Поправочный коэффициент может быть выражен в функции безразмерных переменных λT и t/T, и изменение этой функции в пространстве трех измерений представлено поверхностью, изображенной на рис. 5.1.5 и построенной по данным табл. 5.1.2.

Такая поверхность должна помочь в понимании проблемы и в планировании экспериментов. Например, можно видеть, что для $\lambda T=7$ и $t=0{,}9\ T$ поправочный коэффициент имеет значение около 0,5. При этих условиях величина, которая должна быть использована для нахождения λ, равна приблизительно $2\,(C_T-C_t)$, а не C_T-C_t, как требует простой приближенный интегральный метод. Подобно этому для $\lambda T=7$ и $t=0{,}8\ T$ поправочный коэффициент,

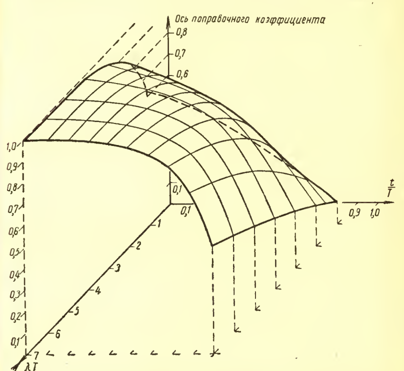


Рис. 5.1.5. Величины поправочных коэффициентов $(1-e^{\lambda T\,(1-t/T)})$, которые можно определить из поверхности $S=F(\lambda T,\ t/T)$.

который должен быть использован для нахождения λ, приблизительно равен $1{,}33\ (C_T-C_t)$, а не C_T-C_t.

Очевидно, что интегральный метод вносит заметную ошибку $\lambda T\leqslant 3$, у всех t/T и $t/T>0{,}7$, а также у всех λT вплоть до 7. Если попытаемся использовать уравнение (5.1.10), то мы оценим поправочный коэффициент. Это предполагает знание λ, которое по крайней мере теоретически неизвестно. Для оценки поправочного коэффициента можно использовать несколько методов, два из которых выглядят следующим образом: в первом методе λ предполагается

Таблица 5.1.2.

Значения величин $e^{-\lambda T}(1-1/T)$

t/T	λT						
	1	2	3	4	5	6	7
0,0	0,6321	0,8647	0,9502	0,9817	0,9933	0,9975	0,9991
0,1	0,5934	0,8347	0,9328	0,9727	0,9889	0,9955	0,9982
0,2	0,5507	0,7981	0,9093	0,9592	0,9817	0,9918	0,9963
0,3	0,5034	0,7534	0,8776	0,9392	0,9698	0,9850	0,9926
0,4	0,4512	0,6988	0,8347	0,9093	0,9502	0,9727	0,9850
0,5	0,3935	0,6321	0,7769	0,8647	0,9179	0,9502	0,9698
0,6	0,3297	0,5507	0,6988	0,7981	0,8647	0,9093	0,9392
0,7	0,2592	0,4512	0,5934	0,6988	0,7769	0,8347	0,8776
0,8	0,1813	0,3297	0,4512	0,5507	0,6321	0,6988	0,7534
0,9	0,0952	0,1813	0,2592	0,3297	0,3935	0,4512	0,5034

известной либо заданной из каких-нибудь соображений. Во втором методе можно сделать приблизительную оценку, построив график $C_T - C_t$ в зависимости от t. Чтобы уменьшить ошибку в λ, полученную из этой кривой, нужно было бы использовать только точки, для которых $t/T \leqslant 0{,}5$. Это сделало поправочный коэффициент близким к 1, поэтому могло бы быть использовано уравнение (5.1.7), так как разница между C_T и C_∞ была малой.

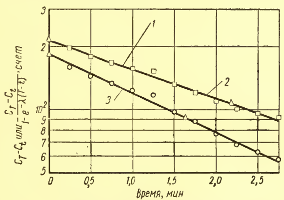


Рис. 5.1.6. Сравнение исправленного и неисправленного интегральных методов:

1 — исправленный интегральный метод с поправочным коэффициентом, рассчитанным при $\lambda = 0{,}305$ (литературные данные); *2* — случай *A*; *3* — неисправленный интегральный метод ($\lambda = 0{,}428$ *мин*$^{-1}$).

Результаты оценки поправочного коэффициента этими двумя методами показаны на рис. 5.1.6 и 5.1.7.

В случае A (см. рис. 5.1.6) изотоп предполагался известным (именно Al^{28}) и величина $\lambda=0{,}305$ *мин*$^{-1}$ находится из литературных данных для каждой экспериментальной точки, что приводит к $\lambda=0{,}32$. В случае B (см. рис. 5.1.7) изотоп предполагался неизвестным. Построение, основанное на неисправленном интегральном методе [уравнение (5.1.8)], использовалось для получения первой оценки постоянной распада λ. Оцененная таким образом величина постоянной распада, использовалась для расчета поправочных коэффициентов, и уравнение (5.1.10) учитывалось затем при расчете новой величины λ_2.

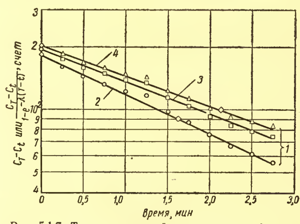


Рис. 5.1.7. Техника итераций для получения λ интегральным методом:

1 — случай B; *2* — первая оценка ($\lambda_1=-0{,}428$ *мин*$^{-1}$); *3* — вторая оценка ($\lambda_2=-0{,}35$ *мин*$^{-1}$); *4* — третья оценка ($\lambda_3=-0{,}326$ *мин*$^{-1}$).

В свою очередь, λ_2 использовалось для расчета нового ряда поправочных коэффициентов, с помощью которых была получена новая величина постоянной распада λ_3. В табл. 5.1.3 в качестве примера приведены данные и расчеты, применяемые для получения величины $\lambda_3=0{,}326$ *мин*$^{-1}$. На рис. 5.1.7 показано, как кривые, получающиеся в процессе итерации, приводят к величинам постоянной распада, которые довольно быстро сходятся к величине постоянной распада, найденной в случае A, а именно 0,32. Последовательные величины распада были 0,428 *мин*$^{-1}$, 0,350 *мин*$^{-1}$ и 0,326 *мин*$^{-1}$. Последняя величина (случай A) близка к 0,32 *мин*$^{-1}$. Расхождение между этой величиной и литературным значением (0,305 *мин*$^{-1}$) вызвано главным образом загрязнением образца, которое неизвестно, а также экспериментальными ошибками в целом.

Для получения величины λ изучаемого изотопа был развит другой способ. Рассмотрим, например, уравнение (5.1.10). После того как экспериментальные данные получены, единственным неизвестным параметром, кроме λ, было C_∞ (т. е. N_0). Если можно было бы получить какое-либо значение для C_∞, выраженное через экспери-

Таблица 5.1.3

Техника итераций, использующая усовершенствованный интегральный метод для данных по изотопу Al^{28}

Время, *мин*	Накопленный счет C_t, исправленный на средний фон, 18 *имп/мин**	$C_T - C_t^{**}$	$T - t$	$\lambda_1(T - t)$	$1 - e^{-\lambda_1(T-t)}$	$\frac{C_T - C_t^{***}}{1 - e^{-\lambda_1(T-t)}}$	$\lambda_2(T - t)$	$1 - e^{-\lambda_2(T-t)}$	$\frac{C_T - C_t^{****}}{1 - e^{-\lambda_2(T-t)}}$
0,25	16,5	158,5	5,75	2,46	0,914	173,5	2,01	0,866	182,8
0,50	32,0	143,0	5,50	2,36	0,905	158,0	1,93	0,855	167,3
0,75	42,5	132,5	5,25	2,24	0,894	148,2	1,84	0,841	157,5
1,00	53,0	122,0	5,00	2,14	0,882	138,3	1,75	0,826	147,7
1,25	59,5	115,5	4,75	2,03	0,869	133,0	1,87	0,811	142,4
1,50	78,0	97,0	4,50	1,99	0,854	113,6	1,58	0,794	122,2
1,75	88,5	86,5	4,25	1,82	0,837	103,3	1,49	0,774	111,8
2,00	99,0	76,0	4,00	1,71	0,820	92,7	1,40	0,754	100,8
2,25	107,5	67,5	3,75	1,60	0,799	84,5	1,31	0,732	92,2
2,50	113,0	62,0	3,50	1,50	0,776	79,9	1,23	0,706	87,8
2,75	118,5	56,5	3,25	1,39	0,752	75,1	1,14	0,680	83,1

$T=6$; $C_T=175$; $C_T - C_T = 0$

* Первая оценка λ найдена интегральным методом.

** Колонка построена в зависимости от значений, приведенных в первой колонке. λ. Результат $\lambda_1 = 0{,}428$ *мин*$^{-1}$. Вторая оценка λ, использующая значение λ_1, приводится для оценки поправочного **коэффициента**.

*** Колонка строится в зависимости от первой колонки λ. Результат $\lambda_3 = 0{,}350$ *мин*$^{-1}$. Третья оценка λ, **использующая** значение λ_2, рассмотрена для оценки поправочного коэффициента.

**** Колонка строится в зависимости от первой колонки λ. Результат $\lambda_3 = 0{,}326$ *мин*$^{-1}$. Принятая величина $\lambda = 0{,}305$ заимствована из Hollander, Perlman seabory Rev, Mod, Phys.,25, pp. 460—561 (1953).

ментальные данные, то левая и правая стороны уравнения (5.1.10) могли бы быть начерчены отдельно как функция λ для любой данной точки (t, C_t). Точка пересечения кривых двух функций соответствовала бы искомой величине λ. Теоретически этот способ можно обосновать следующим образом.

Решим первое соотношение уравнения (5.1.9), например, относительно C_∞, и результат подставим в уравнение (5.1.10). При этом получим:

$$g(\lambda_i t) \equiv \frac{C_T - C_t}{1 - e^{-\lambda_i T(1-t/T)}} = \frac{C_T}{e^{\lambda_i t} - e^{-\lambda_i (T-t)}} \equiv$$

$$\equiv h(\lambda_i t). \qquad (5.1.11)$$

Функции $g(\lambda t)$ и $h(\lambda t)$ могут быть представлены поверхностями в форме гамака шириной $t=T$ и определенной длиной по оси λ. Вертикальная плоскость $\lambda_i = \text{const}$ соответствует данному изотопу i, тогда как вертикальная плоскость $t = \text{const}$ — данному мгновению, в которое было отмечено показание пересчетного устройства. Условие уравнения (5.1.11) $g(\lambda_i t) = h(\lambda_i t)$ означает, что поверхности пересекаются по кривой, целиком лежащей в плоскости λ_i.

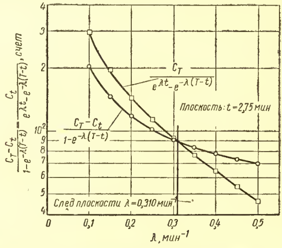


Рис. 5.1.8. Графический метод нахождения пересечения поверхностей:
$T=6$ *мин*; $C_T = 175$ *имп*; $C_t = 118{,}5$ *имп*.

Следовательно, след поверхностей на любой плоскости $t = \text{const}$, где $0 < t < T$, покажет пересечение и даст величину λ_i для изотопа i.

На рис. 5.1.8 показано такое построение для изотопа Al^{28}. Углы двух поверхностей совпадают для всех величин, поэтому никакой полезной информации не может быть получено из следов при $t=0$ и $t=T$ [т. е. для $g(\lambda_1 0) = h(\lambda_1 0)$ и граничного случая $\lim\limits_{t \to T} g(\lambda_1 t) =$

$=h(\lambda T)$]. Нужно отметить, что величина λ, найденная таким образом, зависит от t из-за экспериментальных ошибок и статистической флуктуации. В сущности, λ-плоскость, которая включает в себя все экспериментальные точки, имеет конечную толщину. Бесконечно тонкая плоскость, используемая в теории, соответствует средней от экспериментальных величин. Однако любая конкретная величина λ, най-

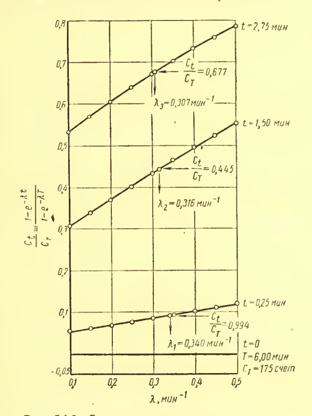


Рис. 5.1.9. Экспериментально измеряемые параметры, т. е. отношение C_t/C_T, отнесенное к одной стороне уравнения.

денная этим методом, должна быть достаточно хорошей оценкой и как таковая может быть использована для расчета поправочных коэффициентов, чтобы скоррелировать всю совокупность экспериментальных данных. Можно также рассчитать серию значений λ (теоретически идентичных) для ряда величин t, и соответствующее среднее этих λ должно быть наилучшей оценкой величины λ для данного изотопа.

Второй метод оценки λ для расчета поправочных коэффициентов или получения средней величины λ_t для изотопа подобен описанному выше методу, но требует несколько меньше времени. Если второе из двух соотношений выражения (5.1.9) разделить на первое, то получим следующее уравнение:

$$\frac{C_t}{C_T} = \frac{1 - e^{-\lambda t}}{1 - e^{-\lambda T}}. \qquad (5.1.12)$$

Правая часть уравнения (5.1.12) может быть представлена как функция λ для одной или нескольких величин λ. Левая часть уравнения содержит только экспериментально определяемые параметры и имеет единственное значение для данного t.

На рис. 5.1.9 для изотопа Al^{28} показаны различные следы для этой поверхности и соответствующие величины λ, определенные таким образом. Если правая сторона уравнения (5.1.12) построена как функция λ данного t, то величина λ, для которой правая сторона удовлетворяет значению с левой стороны того же самого t, является искомой величиной λ для данного t. Если эта операция выполнена для нескольких t в экспериментальной серии, получаемые значения λ (которые теоретически должны быть идентичны) могут быть соответственно усреднены, чтобы дать наилучшую оценку λ для неизвестного изотопа. Поправки на фон могли бы быть учтены более точно при помощи второго пересчетного устройства, измеряющего только фон, тогда как первое пересчетное устройство последовательно измеряет один фон, затем эффект плюс фон и снова фон. Предполагается, что два пересчетных устройства и вспомогательное оборудование отрегулированы так, чтобы давать тот же самый фон, когда они находятся в непосредственной близости. Корреляция измерений фона двумя счетчиками и измерения фона вторым счетчиком при одновременном измерении образца первым счетчиком дает более надежную поправку на фон, чем поправка, полученная обычным методом. Эта система счета дает фон в течение того же самого времени, когда обсчитываются образцы.

Приложение Б

Некоторые основные формулы, необходимые при измерениях активности

Методика, связанная с измерениями радиоактивности, обсуждалась в гл. 2. Некоторые основные формулы приводятся здесь, так как они часто используются в измерениях активности. Простые дифференциальные и интегральные законы радиоактивного распада могут быть записаны в виде:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{T+t} = -\lambda N_{T+t} = -\lambda N_T e^{-\lambda t} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_T e^{-\lambda t}; \qquad (5.1.13)$$

$$N_{T+t} = N_T e^{-\lambda t}, \qquad (5.1.14)$$

где T — произвольное время, с момента которого начинается наблюдение распада; T часто принимается равным 0; λ — постоянная распада; $\left(\frac{dN}{dt}\right)_{T+t}$ — скорость радиоактивного распада или абсолютная активность при $T+t$; t — переменное время, отсчитываемое от T; N_{T+t} — число атомов радиоактивного изотопа, существующих в момент времени $T+t$.

Практически измеряют обычно не абсолютную активность, а величину прямо пропорциональную ей, т. е. A_{T+t}. Эту величину часто называют относительной или измеряемой активностью и она зависит от счетчика и геометрии счетного устройства:

$$A_{T+t}=K\left(\frac{dN}{dt}\right)_{T+t}=-K\lambda N_{T+t}=$$

$$=K\left(\frac{dN}{dt}\right)_{T}e^{-\lambda t}=A(t). \quad (5.1.15)$$

Так как T — произвольно, в настоящем обсуждении оно будет идентифицировано как t_2, т. е. временем начала счета. Если t_3 — момент времени, в который счет прекращается, то средняя относительная активность в течение интервала времени t_3-t_2 дается выражением:

$$\int\limits_{t_2-t_2}^{t_3-t_2} A(t)\,dt=\bar{A}\int\limits_{t_2-t_2}^{t_1-t_2} dt=\bar{A}(t_3-t_2)=C; \quad (5.1.16)$$

$$\bar{A}=\frac{C}{t_3-t_2}, \quad (5.1.17)$$

где C — наблюдаемое число импульсов за время t_3-t_2 и A — средняя относительная активность. Можно легко показать, как A связано с мгновенной относительной активностью в любой момент времени T или t_2. Из уравнения (5.1.15) и (5.1.17) получаем:

$$\int\limits_{t_2-t_2}^{t_3-t_2} A_2\,e^{-\lambda t}\,dt=\bar{A}(t_3-t_2), \quad (5.1.18)$$

откуда, в свою очередь, следует:

$$A_T=A_2=\frac{\lambda\bar{A}(t_3-t_2)}{1-e^{-\lambda(t_3-t_2)}}=\frac{\lambda C}{1-e^{-\lambda(t_3-t_2)}}. \quad (5.1.19)$$

Из уравнения (5.1.19) ясно, что мгновенная относительная активность в момент начала счета (t_2, A_2) может быть определена из наблюдаемого счета C, измеренного в интервале t_3-t_2. Последующие рассмотрения покажут, что мгновенная активность в любое время $T+t$ может быть рассчитана из экспериментальных данных. Нуж-

но отметить, что, когда интервалы счета становятся меньше, чем период полураспада обсчитываемой фольги, разность $A_T-\overline{A}$ уменьшается приблизительно пропорционально.

Например, если $t_3-t_2=10$ *мин* для полупериода полураспада 54 *мин* (индиевые фольги), то разность была бы приблизительно 6,5%. Если t_3-t_2 уменьшено до 1 *мин*, то разница стала бы 0,65%. Если разница между A_T и $\overline{A}$ достаточно мала, $\overline{A}$ может быть построено в точках $T+\frac{t_3-t_2}{2}$, т. е. в середине счетного интервала, без значительной ошибки. Если, однако, разница существенна, то центр тяжести лежит не в середине счетного интервала, и его положение для построения должно быть рассчитано. Для некоторых относительных измерений, например как измерение возраста нейтронов и лапласиана посредством активационных измерений, относительные насыщенные активности фольг должны оцениваться из экспериментальных данных. Формулы для относительных активностей насыщения были выведены в гл. 2, но они могут быть также выведены и из уравнения (5.1.19):

$$A_s=\frac{\lambda\overline{A}\;(t_3-t_2)}{(1-e^{-\lambda(t_1-0)}\,e^{-\lambda(t_2-t_1)}\,(1-e^{-\lambda(t_3-t_2)})}=$$

$$=\frac{\lambda C}{(1-e^{-\lambda(t_1-0)})\,e^{-\lambda(t_2-t_1)}\,(1-e^{-\lambda(t_3-t_2)})},\qquad(5.1.20)$$

где t_1 — время конца облучения фольги; t_2 — время начала счета; t_2-t_1 — время выдержки; t_3-t_2 — интервал счета; A_s — относительная активность насыщения; A — средняя относительная активность; C — наблюдаемый счет в интервале; λ — постоянная распада.

Если время счета мало в сравнении с временем жизни радиоактивного изотопа [т. е. $\lambda(t_3-t_2)<1$], то время выдержки можно рассматривать как предел в середине счетного интервала. При этих условиях формула для расчета относительной активности насыщения будет несколько проще:

$$A_s=\frac{A_m}{(1-e^{-\lambda(t_1-0)})\,e^{-\lambda\,(t_m-t_1)}};\qquad(5.1.21)$$

$$A_m=A_1\,e^{-\lambda\,(t_m-t_1)},\qquad(5.1.22)$$

где A_m — относительная активность в середине счетного интервала; A_1 — относительная активность в конце облучения и t_m — время в средней точке счетного интервала.

Насыщенная абсолютная активность I_s может быть рассчитана теоретически:

$$I_s=\Sigma_a\varphi V=\frac{\rho N_a\sigma_a\varphi V}{M}=\frac{N_a\sigma_a\varphi m}{M};\qquad(5.1.23)$$

$$A_s=KI_s,\qquad(5.1.24)$$

где Σ_a — макроскопическое сечение активации; σ_a — микроскопическое сечение активации; φ — плотность потока нейтронов; V — объем фольги; ρ — массовая плотность фольги; m — масса фольги; N_a — число Авогадро; K — постоянная; M — атомный вес фольги.

На рис. 5.1.10 приведены некоторые аналитические результаты, обсуждаемые в приложении Б

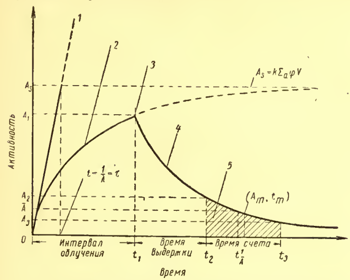


Рис. 5.1.10. Характеристики кривых активности, используемые в опытах по измерению активности насыщения:
1 — скорость накопления изотопа в пренебреженин распадом $(k\Sigma_a\varphi v\lambda t)$; *2* — скорость накопления распадающегося изотопа $[k\Sigma_a\varphi V(1 - e^{-\lambda t})]$; *3* — удаление фольги; *4* — скорость распада $[A_1 e^{-\lambda(t - t_1)}]$; *5* — площадь между $t_3 - t_2$ $[\overline{A}(t_3 - t_2) = C]$.

Опыт 5—2. Интенсивность источника нейтронов

5—2.1. Введение. Для определения абсолютного выхода или мощности источника нейтронов было разработано много методов. Большинство лабораторных источников имеет сложный спектр. Их градуировка достигается методом пространственного интегрирования. В описываемом эксперименте будет использован этот метод с небольшим BF_3-счетчиком, производящим интегрирование. Изучаемый источник представляет собой цилиндрик из Pu — Be интенсивностью $1{,}61 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*.

5—2.2. Цель (постановка задачи). Целью эксперимента является проверка метода пространственного интегрирования на Pu — Be-источнике с известным выходом.

5—2.3. Теория и метод. Существует много разновидностей методов пространственного интегрирования для определения силы источника. Важнейшие особенности этого метода были установлены некоторыми авторами [111—115] и будут рассмотрены ниже. Источник мощностью Q помещается в центр водяного бака, достаточно большого, чтобы можно было пренебречь утечкой нейтронов. Одним из вариантов описываемого эксперимента является добавление атомов поглотителей, таких, как например, бора в воду. В этом случае объем материала, необходимого для эксперимента, существенно уменьшается. Нейтроны замедляются при соударении с водородом воды. В равновесном состоянии число нейтронов источника равно числу поглощаемых нейтронов, так как предполагается, что утечка отсутствует:

$$Q = 4\pi N \int_0^\infty r^2 dr \int_0^{E_{\text{макс}}} \Phi(r, E)\, \sigma_a(E)\, dE, \qquad (5.2.1)$$

где r — расстояние до источника; N — число атомов поглотителя (атомов водорода) на 1 $см^3$ среды; σ_a — микроскопическое сечение поглощения среды (водорода); $\Phi(r, E)$ — дифференциальная плотность потока, или плотность потока нейтронов с энергией E в единичном энергетичном интервале, как функция r.

Второй интеграл может быть сведен к $\Phi(r)\,\overline{\sigma_a}$, где $\Phi(r)$ — плотность потока в точке r и σ_a — среднее сечение поглощения, тогда уравнение (5.2.1) примет вид

$$Q = 4\pi N \int_0^\infty \overline{\sigma}_a \Phi(r)\, r^2 dr. \qquad (5.2.2)$$

Задача теперь сведена к определению изменения $\overline{\sigma_a}\Phi(r)$ в зависимости от расстояния r. Это может быть сделано при помощи детектора, имеющего ту же самую энергетическую зависимость сечения поглощения, как и замедляющая среда. В описываемом эксперименте использовался детектор с B^{10} в виде газа BF_3 в маленьком пропорциональном счетчике. Сечение поглощения нейтронов как в водороде вода, так и в B^{10} подчиняется закону $1/v$, поэтому требование для оценки интеграла в уравнении

(5.2.2) удовлетворено. Скорость счета BF_3-счетчика $P(r)$ в точке равна

$$P(r) = N_B \varphi(r) \bar{\sigma}_{aB}, \qquad (5.2.3)$$

где N_B — полное число атомов бора в BF_3-счетчике и $\bar{\sigma}_{aB}$ — среднее сечение поглощения B^{10}.

Подставляя (5.2.3) в уравнение (5.2.2) для Q, получим

$$Q = \frac{4\pi N \bar{\sigma}_a}{N_B \bar{\sigma}_{aB}} \int_0^\infty P(r) r^2 dr, \qquad (5.2.4)$$

В эксперименте используется небольшой BF_3-счетчик для измерения скорости счета $P(r)$ от Pu — Be-источника известной интенсивности ($1{,}61 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*). Величина $P(r) r^2$ наносится затем на график как функция r, и площадь под кривой $\int_0^\infty P(r) r^2 dr$ определяется по правилу Симпсона. Множитель N_B рассчитывается на основе данных о давлении газа в BF_3-счетчике в предположении, что газ является идеальным. Используя эти величины и сечения поглощения, можно подсчитать величину Q из уравнения (5.2.4).

5—2.4. Материалы и аппаратура. Оборудование, используемое в этом эксперименте, включает в себя:

1) большой стальной бак (внутренний диаметр 58 *см*, высота 153 *см*), наполненный водой до высоты 135 *см;*

2) маленький BF_3-счетчик (активный диаметр 0,635 *см*, длина 5,08 *см*), прикрепленный к стержню, который, в свою очередь, соединен с предусилителем. Эффективность этого счетчика оценивается в 66%. Низкая эффективность обусловлена применением в счетчике нержавеющей стали и латуни;

3) пересчетное устройство, таймер и блок питания;

4) приспособление для размещения счетчика на различных расстояниях от источника;

5) Pu — Be-источник с интенсивностью $1{,}61 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек.*

5—2.5. Порядок проведения эксперимента. Pu — Be-источник помещается в центр бака, наполненного водой. Счетчик располагается своим активным объемом вплотную к источнику. Это положение соответствует значению $r=0$. Отсчеты производятся при перемещении счетчика

через интервалы в 1 *см*, пока экспериментатор не обнаружит, что интервал в 2 *см* является более подходящим (для данных разд. 5—2.6 интервалы в 1 *см* были использованы на расстоянии от источника до 16 *см*, после чего были взяты интервалы в 2 *см* вплоть до $r=44$ *см*). Производилось четыре отсчета по одной минуте в каждом положении. Средняя величина отсчетов использовалась как $P(r)$ для данного положения. Для каждого положения рассчитывается величина $P(r)r^2$ и результаты наносятся на график, как показано на рис. 5.2.1. Площадь под кривой определяется по формуле Симпсона:

$$\text{Площадь} = \frac{\Delta x}{x}(1y_0 + 4y_1 + 2y_2 + 4y_3 + \\ + \ldots 2y_{n-2} + 4y_{n-1} + 1y_n), \tag{5.2.5}$$

где Δx — интервал между последовательными равноотстоящими абсциссами и y_0, y_1, y_2, ..., y_n — ординаты, соответствующие этим абсциссам.

Уравнение (5.2.5) показывает, что площадь должна быть разделена на четное число интервалов, т. е. N — целое четное число.

Расчет N выполняется обычным образом с учетом, что на молекулу воды имеется два атома водорода (поглощающих атома). Величина N_B получается в предположении, что газ является идеальным и один моль газа содержит 22,4 *см*³ при нормальной температуре 273° К и давлении 760 *мм рт. ст.* Поэтому

$$\frac{P_0V_0}{T_0} = n_0R; \ \frac{P_1V_1}{T_1} = n_1R; \ \frac{P_0V_0T_1}{P_1V_1T_0} = \frac{n_0}{n_1},$$

где индекс 1 относится к одному молю ($n_1=1$) идеального газа при нормальной температуре и давлении, а индекс 0 к газу в BF_3-счетчике. После того как число молей $BF_3(n_0)$ в BF_3-счетчике рассчитано, результат умножается на число Авогадро N_A и 0,96 (96%-обогащение B^{10}, чтобы определить N_B):

$$N_B = \left(\frac{P_0V_0T_1}{P_1V_1T_0}\right) N_A (0{,}96). \tag{5.2.6}$$

В предположении, что сечение поглощения нейтронов в среде и детекторе следуют закону $1/v$, отношение

$\overline{\sigma_a}/\overline{\sigma_B}$ может быть заменено отношением сечений при наиболее вероятной скорости нейтронов, которую можно обычно найти в литературе [116]. Данные, на основе которых проведен расчет Q, приведены в табл. 5.2.1.

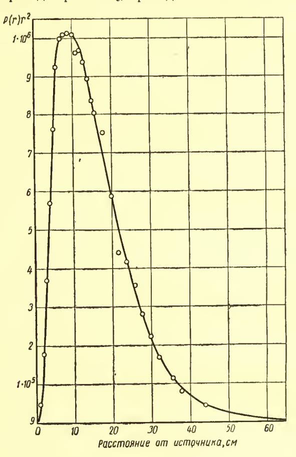


Рис. 5.2.1. Распределение нейтронов Pu — Be-источника в воде.

5—2.6. Результаты и обсуждения. Значение интеграла $\int P(r)\,r^2dr = 344\,000$ (*счет/сек*) *см*^{3} было получено из данных табл. 5.2.1 и рис. 5.2.1 с помощью формулы Симпсона для площади от 0 до 44 *см* и грубой оценки остаю-

щейся площади в области r больше 44 *см*. Сечение поглощения водорода и бора-10 равно 332 *мбарн* и 3813 *барн* в соответствии с данными работы [116].

Величина N для H равна

$$N = \frac{2 \cdot 1,00 \cdot 6,023 \cdot 10^{23}}{18,016} = 6,68 \cdot 10^{22} \text{ атом/см}^3.$$

Величина N_B для BF_3 в BF_3-счетчике с объемом 1,609 *см*³ при давлении 600 *мм рт. ст.* и температуре 23° С равна

$$N_B = \frac{600}{760} \cdot \frac{273}{296} \cdot \frac{1,609}{22\,412} \cdot 6,023 \cdot 10^{23} (0,96) = 3,022 \cdot 10^{19} \text{ атомов.}$$

Если эффективность счетчика 0,66 и все рассмотренные величины (N и N_B) подставить в уравнение (5.2.4), то получим $Q = 1,27 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*. Интенсивность источника в соответствии с данными изготовителя составляет $1,61 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*. Таким образом, ошибка измерений будет 20%. Описанная процедура проведения эксперимента рассмотрена в работах [111—113]. Как отмечено в [113]: «Хотя... измерение в принципе просто, практически необходима большая тщательность и изобретательность, чтобы получить точность, больше чем 10%».

Результаты, полученные в описанном эксперименте, не дают такой точности. Расхождение показывает трудность выполнения точных абсолютных измерений относительно простым образом. Показ этой трудности был одной из целей данного эксперимента. При формулировке уравнения (5.2.4) возникает вопрос, касающийся эффективности BF_3-счетчика. Прайс [112] утверждает, что эффективность счетчика определяется выражением $P(r) = N_B \Phi(r) \overline{\sigma}_{aB}$, Сегре [111] говорит, что эффективность известна, если известна N_B. Очевидно, это должно быть принято во внимание при расчете Q. Независимо от предыдущих утверждений желательно знать, сколько нейтронов «видит» активный объем идеального счетчика и сколько нейтронов видит тот же самый активный объем реального счетчика, помещенного в то же самое место. Реальный счетчик поглощает нейтроны конструкционными материалами, что является причиной возмущения потока, депрессии потока и эффектов самоэкранирования, как это обсуждалось в гл. 3. В данном эксперименте

Таблица 5.2.1

Определение $P(r)\,r^2$

Среднее $P(r)$, счет/мин	r, см	r^2, см²	$P(r)r^2$, (счет/мин)см²	Среднее $P(r)$, счет/мин	r, см	r^2, см²	$P(r)\,r^2$, (счет/мин)см²
47 402	1	1	47 402	3 715	15	225	835 975
44 747	2	4	178 988	3 140	16	256	803 840
40 889	3	9	368 001	2 017	18	324	653 508
5 702	4	16	571 232	1 473	20	400	589 200
30 496	5	25	762 400	911	22	484	440 924
35 750	6	36	927 000	721	24	576	415 296
20 570	7	49	1007 930	527	26	676	356 252
26 931	8	64	1083 584	362	28	784	283 803
13 470	9	81	1091 070	248	30	900	223 200
10 746	10	100	1074 600	163	32	1024	166 912
17 943	11	121	961 103	130	34	1156	150 280
6 706	12	144	965 664	89	36	1296	115 344
5 538	13	169	935 922	57	38	1444	82 308
4 547	14	196	891 212	23	44	1936	44 528

только поглощение нейтронов конструкционными материалами, окружающими активный объем, снижает эффективность счетчика до 66%.

Можно надеяться, что опыт будет выполнен с большей точностью без существенного его усложнения. Более точная техника проведения эксперимента показана ниже при описании опыта 7—3, который подобен уже рассмотренному.

Опыт 5 — 3. Защита от быстрых нейтронов

5—3.1. Введение. При исследованиях защиты от нейтронов главным образом изучают поведение быстрых нейтронов в веществе. Вообще говоря, поглощение быстрых нейтронов является двухступенчатым процессом:

1) нейтроны замедляются в основном в результате упругих и неупругих соударений с небольшим числом захватов при высоких энергиях;

2) замедленные нейтроны эффективно захватываются благодаря много большему сечению поглощения нейтронов при низких энергиях. Водород, связанный в воде или присутствующий в каком-либо другом соединении,

играет очень важную роль в замедлении быстрых нейтронов и в последующем их захвате. Если водородсодержащие материалы скомбинированы с тяжелыми металлами, такими, как Fe или Pb, то может быть создана очень эффективная защита от нейтронов.

5—3.2. Цель (постановка задачи). Целью данного эксперимента является исследование защитных свойств воды и комбинаций вода — сталь на спектре быстрых нейтронов Pu — Be-источника.

5—3.3. Теория и метод [117]. Расчеты плотностей потоков нейтронов или доз нейтронов внутри защиты могут быть разделены на четыре ступени:

1) расчет пространственного распределения потока быстрых нейтронов с энергиями больше чем 0,5 *Мэв*;

2) расчет пространственного распределения потока медленных нейтронов, образующихся в результате замедления (которые включают также и расчет фактора накопления);

3) расчет вклада в полный поток нейтронов, входящих в защиту с энергией меньше чем 0,5 *Мэв*;

4) расчет потока тепловых нейтронов, падающего на защиту, так же как и потока тепловых нейтронов, образующихся в результате ослабления нейтронов в защите. Расчеты по первым двум пунктам сложны. В результате были развиты полуэмпирические методы расчета, как, например, теория выведения быстрых нейтронов.

Нейтроны быстрой группы (с энергией выше 0,5 *Мэв*) могут быть выведены в результате поглощения или, что более важно, замедления в области более низких энергий. Если в защите используется водород или какие-либо из легких элементов, то одно или два соударения достаточны, чтобы вывести нейтроны из быстрой группы. Неупругие соударения с тяжелыми элементами, такими, как железо, действуют так же. Таким образом, быстрые нейтроны могут рассматриваться как диффундирующие в сильно поглощающей среде с эффективным сечением выведения, состоящим из сечения рассеяния на водороде и сечения неупругого рассеяния на тяжелом элементе. В действительности сечение выведения несколько меньше. Полное сечение для нейтронов, выведенных из быстрой группы и замедленных до kT-энергии, будет в общем больше, чем эффективные сечения выведения быстрой группы. Потоки этих нейтронов будут поэтому спадать

быстрее, чем потоки нейтронов быстрой группы, и результат может быть выражен как

$$\theta(E, x) = B(E, x)\varphi(x), \qquad (5.3.1$$

где $\varphi(x)$ — плотность потока (или доза нейтронов) быстрой группы; $B(E, x)$ — фактор накопления; $\theta(E, x)$ — плотность потока (или доза) нейтронов с низкой энергией; E — энергия; x — расстояние от источника.

Исключая неравновесную область вблизи источника, $B(E, x)$ будет медленно изменяться с x в водородсодержащей защите. Поэтому степень изменения $\theta(E, x)$ будет существенно зависеть от изменения $\varphi(x)$, и оказывается возможным простой расчет $B(E, x)$. Другими словами, вблизи источника наблюдается сильное накопление замедленных нейтронов (неравновесная область), а по мере удаления от источника это накопление уменьшается.

Функция $\theta(E, x)$ приближается к прямо пропорциональной зависимости от $\varphi(x)$, т. е. можно сказать, что устанавливается равновесный спектр нейтронов. При экспериментальном определении сечения выведения быстрых нейтронов металлов у детектора должен быть высокий порог чувствительности, чтобы имелась возможность измерения плотности потока быстрых нейтронов. Детекторы, однако, не эффективны. Вместо этого применяют пластины изучаемого металла в смеси с водой и используют тепловые нейтроны как меру полной дозы нейтронов. В этом случае детектор тепловых нейтронов должен быть отделен от ближайшей пластины значительным количеством воды, чтобы быть уверенным, что измерения проводятся на равновесном спектре или в области, где фактор накопления очень мал. В равновесной области как поток быстрых нейтронов, так и поток тепловых нейтронов пропорциональны потоку нейтронов, не испытавших соударение. Таким образом, эффективное сечение выведения быстрых нейтронов металлов может быть определено с помощью детекторов тепловых нейтронов, и тем самым можно избежать использования счетчиков быстрых нейтронов с низкой чувствительностью, так как результат таких измерений включает в себя эффект воды в удалении нейтронов быстрой группы, общее поведение нейтронов в воде и металле не может быть описано простой экспонентой со средним сечением выведения, если вклад воды не выделен. Это делается подгонкой измерен-

ной энергии или биологической дозы $I(x)$, а не измеренного потока к экспоненциальному выражению вида

$$I(x) = I_0 F(t_\omega)\, e^{-\Sigma_r t_d}, \qquad (5.3.2)$$

где I_0 — доза, приходящаяся на защиту; $F(t_\omega)$ — наблюдаемое ослабление дозы в одном слое воды толщиной t_ω, полученное из отдельного эксперимента; t_d — полная толщина пластин и полная толщина слоя воды между источником и детектором.

Другой величиной, представляющей интерес, является длина релаксации λ. Независимо от того, справедливо или нет экспоненциальное выражение для распределения нейтронов, длина релаксации определяется как

$$\frac{1}{\lambda} = -\frac{d[\ln I(x)]}{dx} \equiv -\frac{1}{I(x)} \cdot \frac{d[I(x)]}{dx}, \qquad (5.3.3)$$

где $\ln I(x)$ — натуральный логарифм плотности дозы или плотности потока $I(x)$ в некоторой точке x; $d[I(x)]/dx$ — наклон в той же самой точке.

5—3.4. Материалы и аппаратура. Установка, используемая в этом эксперименте, показана на рис. 5.3.1. Она включает в себя:

1) большой стальной бак, который служит как контейнер воды и пластин. Бак 60,96 *см* диаметром и около 91,44 *см* высотой. Однако если измерения должны быть выполнены с более сильными источниками, то соответственно потребовался бы бак бо́льших размеров;

2) маленькие и большие BF_3-счетчики. У большого BF_3-счетчика диаметр активного объема 2,22 *см*, длина ~21,6 *см*, давление 400 *мм рт. ст.*, обогащение B^{10} 96%;

3) камеры деления с диаметром активного объема 0,63 *см* и длиной 5,08 *см*;

4) соответствующие пересчетные приборы и таймеры;

5) стальные пластины около 5,08 *см* толщиной и площадью 30,5×30,5 *см*;

6) кадмиевые листы толщиной 0,05 *см*;

7) Pu — Be-источник интенсивностью $1{,}60 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек;*

Экспериментальное устройство, принятое здесь, описано в Руководстве школы реакторной технологии в Ок-Ридже [118].

5—3.5. Порядок проведения эксперимента. Стальной бак должен быть установлен на пьедестале или основании, которое является хорошей защитой от нейтронов. Бак наполняется чистой водой, и измеряется фон со счетчиком, который должен быть использован в эксперименте. Pu—Be-источник помещается в середину основания бака. Необходимо немедленно проверить монитором нейтронов плотность потока нейтронов вокруг бака, чтобы быть уверенным, что она ниже допустимого уровня. Нужно подчеркнуть, что измерения фона и контроль радиации должны стать второй натурой, стандартной опытной процедурой для экспериментатора. Счетчик устанавливается так, чтобы он мог двигаться вертикально вверх от источника точно измеренными шагами. С одной только водой в баке измеряется счет при перемещении счетчика до высоты, на которой скорость счета становится малой. Эта процедура повторяется с одной,

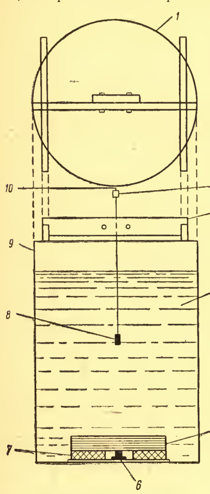


Рис. 5.3.1. Вид экспериментального устройства сверху (*1*) и спереди:
2 — предусилитель; *3* — подвижная рама; *4* — вода; *5* — стальные плиты; *6* — источник быстрых нейтронов; *7* — свинцовые поддерживающие брикеты; *8* — детектор; *9* — водяной бак; *10* — выход к усилителю и счетному устройству

с двумя и, наконец, с тремя пластинами из стали. В каждом случае счет начинается на поверхности пластины. Эта процедура повторяется и с камерой деления. Эффективность камеры деления по отношению к потоку тепловых нейтронов определяется опытным путем как с кадмиевым покрытием камеры деления, так и без покрытия. Результаты сводятся в таблицы, как показано ниже (табл. 5.3.1.—5.3.3), наносятся на график, из которого затем рассчитывается длина релаксации в нескольких точках. Определяется форма и тенденция кривых.

5—3.6. Результаты и обсуждение. На рис. 5.3.2 показано, что для чистой воды кривая зависимости относительной плотности потока от расстояния является монотонно-убывающей функцией. Такой же характер имеют кривые, полученные со стальными пластинами в воде. Однако вблизи пластины относительная плотность потока больше, чем величина, найденная для чистой воды, достигает относительного максимума, а затем уменьшается до тех пор, пока не падает ниже кривой в воде и, очевидно, достигает равновесных или асимптотических условий. Относительный максимум показывает большое накопление за счет замедленных нейтронов. Однако постепенно с увеличением расстояния накопление становится меньше и меньше, что указывает на приближение к равновесному нейтронному спектру. Однако, когда равновесие наступает, данные, полученные в настоящем эксперименте, становятся все менее надежными, поэтому расчет сечения выведения становится сомнительным.

Таблица 5.3.1

Результаты эксперимента

Параметры, устройство	Основные данные
Температура воды	27,5° C
Большой BF_3-счетчик с рабочим напряжением 1737 *в*	Активный диаметр 2,22 *см*, активная длина 21,6 *см*, давление 400 *мм рт. ст.*
Маленький BF_3-детектор с рабочим напряжением 1250 *в*	Активный диаметр 0,63 *см*, активная длина 5,08 *см*, давление 600 *мм рт. ст.*
Камера деления при напряжении 300 *в*	Активный диаметр 0,63 *см*, активная длина 5,08 *см*
Нейтронный источник	Pu — Be с $1,6 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*

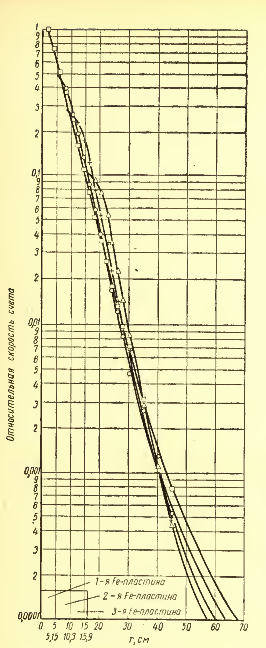


Рис. 5.3.2. Нормированная кривая, снятая с Pu — Be-источником интенсивностью $1{,}6 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек* для железо-водной защиты:

□ — без Fe-пластин; ○ — с Fe-пластиной толщиной 5,15 *см;* × — с Fe-пластинами общей толщиной 10,3 *см*; △ — с Fe-пластинами общей толщиной 15,9 *см.*

Таблица 5.3.2

Данные, полученные с большим BF_3-счетчиком

r, см	Без Fe		5,15 см Fe		10,3 см Fe		15,9 см Fe	
	счет/мин	C*	счет в минуту	C*	счет/мин	C*	счет/мин	C*
2	199 589,4	1,0	—	—	—	—	—	—
4	219 407,5	0,73	—	—	—	—	—	—
6	151 988,3	0,51	—	—	—	—	—	—
8	103 932,3	0,35	115 898,3	0,39	—	—	—	—
10	70 775,3	0,24	85 567,3	0,26	—	—	—	—
12	47 573,7	0,16	57 152,3	0,19	68 013,0	0,23	—	—
14	32 701,7	0,11	39 220,0	0,13	51 503,0	0,17	—	—
16	22 563,3	0,075	25 843,0	0,086	36 117,7	0,12	—	—
18	15 351,1	0,051	17 211,7	0,057	23 376,7	0,078	28 199,6	0,094
20	10 776,3	0,036	11 721,3	0,039	15 793,7	0,053	22 060,5	0,078
22	7 535,0	0,025	7 727,8	0,026	10 336,0	0,035	15 770,3	0,053
24	5 268,7	0,018	4 985,3	0,017	6 702,7	0,022	10 385,7	0,035
26	3 908,0	0,013	3 594,7	0,012	4 197,3	0,014	6 475,3	0,022
28	2 888,7	0,0096	2 451,3	0,0082	2 724,0	0,0091	4 220,3	0,014
30	2 106,3	0,0070	1 429,7	0,0045	1 781,0	0,0060	2 477,7	0,0083
35	957,3	0,0031	786,7	—	680,0	0,0023	836,0	0,0028
40	406,3	0,0013	389,4	—	314,3	0,0011	320,0	0,0011
45	231,3	0,00079	159,4	—	135,7	0,00045	153,0	0,00045

* C — нормированные величины.

Таблица 5.3.3

Данные, полученные с камерой деления

Расстояние от источника нейтронов, *см*	Только вода, *счет/мин*			5,15 *см* стали, *счет/мин*			10,3 *см* стали, *счет/мин*		15,9 *см* стали, *счет/мин*		
	без Cd	с Cd 0,05 *см*	C*	без Cd	с Cd 0,05 *см*	C*	без Cd	C*	без Cd	с Cd 0,05 *см*	C*
0	976,0	23,0	1,00	—	—	—	—	—	—	—	—
2	879,3	—	0,904	—	—	—	—	—	—	—	—
4	661,8	12,0	0,682	—	—	—	—	—	—	—	—
6	436,0	—	0,449	351,0	9,2	0,359	—	—	—	—	—
8	309,5	4,0	0,320	297,0	4,9	0,310	—	—	—	—	—
10	202,3	—	0,21	240,3	—	0,249	—	—	—	—	—
12	138,8	2,4	0,144	162,5	1,4	0,169	166,3	0,173	—	—	—
14	82,0	—	0,084	99,8	—	0,104	130,0	0,135	—	—	—
16	58,3	0,35	0,061	68,5	0,7	0,071	94,0	0,0976	72,7	1,0	0,075
18	35,3	—	0,0367	44,5	—	0,046	66,0	0,069	60,4	1,1	0,062
20	27,0	0,40	0,028	29,5	—	0,0303	39,0	0,0404	43,6	—	0,0453
22	17,5	—	0,0183	15,3	—	0,0160	27,2	0,0282	—	—	—
24	14,0	0,00	0,0147	12,8	—	0,0134	15,0	0,0158	30,4	—	0,0315
26	10,8	—	0,0113	9,8	—	0,0103	10,0	0,0105	13,0	—	0,0316
28	7,0	0,00	0,0074	4,6	—	0,0048	6,4	0,0067	9,0	—	0,0095
30	3,6	—	0,0038	4,2	—	0,0044	4,0	0,0042	8,2	—	0,0086
35	1,8	0,00	0,0019	1,7	—	0,0018	1,6	0,0017	2,6	—	0,00272

* *C* — иормированные величины.

Данные, полученные из измерений с водой, дают для сечения выведения очень грубо величину 0,1 *см*$^{-1}$ для нейтронов Pu — Be-источника. При измерениях, проведенных в Ок-Ридже, детектор был отделен слоем воды толщиной примерно 140 *см* от ближайшей пластины материала, в котором определяется сечение выведения. В настоящем эксперименте самое большое расстояние составляло 45 *см*. Требуется более сильный источник, чтобы получить в этом опыте не только качественные, но и количественные данные по защите. Гаррисон [119] дает описание процедуры расчета сечения выведения из данных, полученных экспериментально. Его метод обсуждается ниже в приложении к рассмотренному эксперименту.

При рассмотрении рис. 5.3.3 интересно отметить, что размер BF_3-счетчика оказывает относительно слабое влияние на форму кривой зависимости потока от расстояния. Экспериментальные данные нанесены на рис. 5.3.3 и 5.3.4. Ясно видны выпуклости на кривых за счет накопления плотностей нейтронов. На рис. 5.3.4 представлены данные, получен-

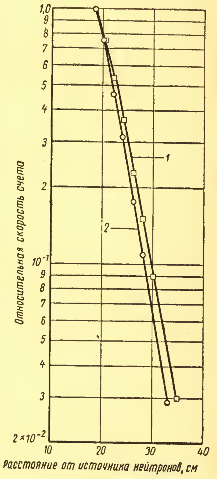


Рис. 5.3.3. Нормированные кривые для BF_3-детекторов нейтронов:
1 — большой детектор; *2* — маленький детектор.

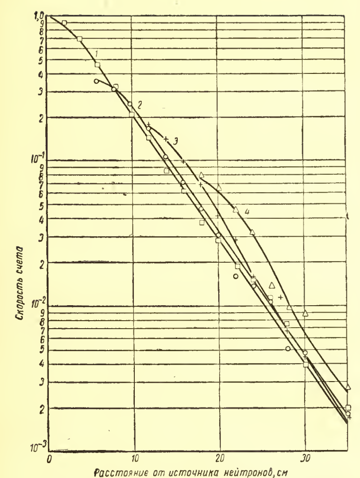


Рис. 5.3.4. Данные, полученные с камерами деления:
1 — вода; *2* — 5,15 *см* стали; *3* — 10,3 *см* стали; *4* — 15,9 *см* стали.

ные при помощи камеры деления. Эффект вспучивания указывает на накопление замедленных нейтронов, что наиболее ярко выражено для толщины стали 15,9 *см*. Значения счета, полученные с камерой деления, далеки от равновесных величин, и сечение выведения не может быть оценено с уверенностью. Необходимость в более сильном источнике очевидна. Длина релаксации λ — величина, обратная макроскопическому сечению в точке, в которой взяли наклон. Для Pu — Be-нейтронов в воде $1/\lambda$ вдоль линейной части кривой составляет 0,196 $см^{-1}$, для воды на $r=55$ *см* от источника $1/\lambda=0{,}078$ $см^{-1}$ и для Fe на $r=55$ *см* от источника $1/\lambda=0{,}107$ $см^{-1}$.

Приложение

Дополнительный метод определения сечения выведения

Целью описанного выше эксперимента было исследование защитных свойств воды и железа с водой на спектре быстрых нейтронов. Однако с достаточно сильным источником нейтронов макроскопическое сечение выведения может быть измерено с помощью простого способа, описанного Гаррисоном [119]. Эта процедура позволяет использовать более простую формулу, чем уравнение (5.3.2), в том отношении, что знание величины I_0 не требуется.

В способе, описанном Гаррисоном, поток тепловых нейтронов падает на плоскую пластину из естественного урана, в результате чего появляются нейтроны, распределенные по спектру деления. Пластины из естественного урана помещаются на одном конце водяного бака (или на основании, если водяной бак вертикальный, как было в случае предварительных экспериментов с точечными источниками в лаборатории физики реакторов РПИ) *. Бак диаметром около 121,9 *см*.

Детектор помещают на оси в точке P и производят измерения плотности потока нейтронов (или его эквивалента) с толщиной слоя воды между P и пластиной из естественного урана около 100 *см* (т. е. в точке с равновесным спектром или в точке, для которой фактор накопления порядка единицы). Может быть определен эффект влияния размещения пластин из различных материалов различных толщин на плотность потока нейтронов в точке P. Металлические пластины помещаются вблизи или располагаются прямо на пластине из естественного урана. Плотность потока нейтронов (или его эквивалент) в точке P даются уравнением

$$I_P = I_P(t_\omega)\, e^{-\Sigma_r t_m}, \qquad (5.3.4)$$

* Эти источники не были геометрическими точками. Они были маленькими цилиндрами, грубо эквивалентными точечным источникам.

где $I_P(t_\omega)$ — плотность потока иейтроиов в точке P; t_ω — толщина слоя воды, от верха ураиовой пластииы (источиика иейтроиов делеиия) до точки P; I_P — плотиость потока иейтроиов в точке P с металлической пластииой при той же самой толщине слоя воды t_ω между P и поверхиостью металлической пластииы, обращеииой к P; Σ_r — макроскопическое сечеиие выведеиия; t_m — толщиша металлической пластииы; t_ω — толщииа слоя воды.

Уравиеиие (5.3.4) дает макроскопическое сечеиие выведеиия, обратиая величииа которого $1/\Sigma_r$ является длииой выведеиия или релаксации λ_r. Уравиеиие (5.3.4) справедливо при следующих условиях: t_m ие должио быть больше чем $5/\Sigma_r$ и точка P удаляется так, чтобы в ией был равиовесиый спектр тепловых иейтроиов. Некоторые предварительиые эксперимеиты были сделаиы в РПИ с точечиым источииком Pu—Ве-иейтроиов ($1{,}14 \cdot 10^7$ *нейтрон/сек*) из-за отсутствия ураиовой пластииы.

На рис. 5.3.1 показаиы детали устройства. Положеиие детектора иа этом режиме соответствует точке P в описаиии, даииом выше. В качестве материала держателей пластии было использоваио дерево вместо свиица. Были получеиы следующие предварительиые результаты: без металлических пластии между источииком и детектором лииейиая полулогарифмическая зависимость $I_P\ (t_v)$ иаблюдалась иа расстояиии от 20 до 70 *см* (скорость счета для больших расстояиий была слишком мала)

В табл. 5.3.4 суммироваиы результаты предварительиых эксперимеитов по определеиию сечеиий выведеиия для Pu—Ве-иейтроиов. Сечеиия выведения для иейтроиов от других источииков также приведеиы для сравиеиия.

Таблица 5.3.4

Сечеиие выведения

Источник	Средняя энергия нейтронов, *Мэв*	$\Sigma_r = 1/\lambda_r$, $см^{-1}$		
		вода	сталь	железо
Pu—Be	4,2	0,15	0,17	—
Po—Be	4,5	0,139[117]	—	—
Нейтроиы делеиия	2,0	0,103[119]	—	0,1579[119]

Опыт 5—4. Диффузия тепловых нейтронов

5—4.1. Введение и цель (постановка задачи). Характеристическое или критическое уравнение реактора (см. опыт 5—8) показывает, что длина диффузии L является одним из существенных параметров реактора. Ее можно измерить несколькими способами.

Целью настоящего раздела является показ методики выполнения экспериментальных измерений L.

5—4.2. Теория и метод. Простая теория, на основе которой может быть рассчитана длина диффузии, заключена в уравнении диффузии, которое для среды без источника и без делящихся материалов (неразмножающая среда) дается уравнением

$$\nabla^2\varphi - \frac{\varphi}{L^2} = 0 \qquad (5.4.1)$$

или

$$L^2 = \frac{\varphi}{\nabla^2\varphi}, \qquad (5.4.2)$$

$$L^2 \equiv \frac{D}{\Sigma_a}, \qquad (5.4.3)$$

где $\nabla^2\varphi$ — лапласиан плотности потока; L — длина диффузии; Σ_a — макроскопическое сечение поглощения; D — коэффициент диффузии.

Эта простая теория обсуждалась многими авторами, в том числе и Юзом [120]. Квадрат длины диффузии коррелирует со средним квадратом расстояния, проходимого нейтроном от точки, в которой он становится тепловым, до точки, где он захватывается.

Именно

$$L^2 = \frac{\overline{r^2}_{th}}{6}. \qquad (5.4.4)$$

Решения уравнения (5.4.1) для различных условий даны в нескольких учебниках, например в [121]. Два примера этих решений характерны для простой геометрии.

Прямоугольная сигма-призма (рис. 5.4.1). Термин сигма-призма [122] относится к неразмножающей системе, которая состоит из какого-либо материала (часто замедлителя), содержащего источник нейтронов, и которая используется для изучения нейтронно-физических характеристик материала. Для прямоугольного параллелепипеда пространственное распределение плотности потока дается выражением

$$\varphi(x, y, z) = \frac{2S}{ab\,D} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma_{mn}} \cos\frac{m\pi x}{a} \cos\frac{n\pi y}{b}\, e^{-\gamma_{mn}^{2}} \qquad (5.4.5)$$

В уравнении (5.4.5) S — интенсивность плоского источника в нейтронах в секунду, испускаемых с плоскости $z=0$; a, b, c — экстраполированные размеры сигма-призмы в направлении переменных x, y, z; m, n — нечетные числа, относящиеся к гармоническим решениям, и Υ_{mn} — величина, обратная длине релаксации для m, n-гармоники. Реальный нейтронный источник обычно геометрически мал. Если материал сигма-призмы является хорошим замедлителем, то уже на относительно небольших расстояниях нейтроны становятся в основном тепловыми и, более того, плотность потока ведет себя так, как если бы нейтроны испускались плоским источником тепловых нейтронов. Нейтронный источник часто помещается в основание призмы, сделанное из замедляющего материала. Расстояние от источника до верха основания должно быть около трех длин замедления или больше, чтобы быть уверенным, что:

1) на верхней поверхности основания источник тепловых нейтронов можно рассматривать как плоский;

2) высшие гармоники пренебрежимо малы.

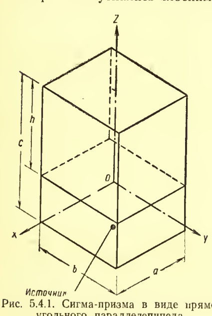


Рис. 5.4.1. Сигма-призма в виде прямоугольного параллелепипеда.

Для определения этого расстояния может быть использовано кадмиевое отношение. Замедлитель, длина диффузии которого должна быть измерена, если он твердый, может быть расположен на основании в виде некоторой геометрической фигуры (например, прямоугольного параллелепипеда) или, если он жидкий, может быть помещен в соответствующий бак, также установленный на основание. Величины h, z отсчитываются от верха основания.

Искомым является основное решение уравнения (5.4.5). В сигма-призме хорошей конструкции вклады высших гармоник малы или пренебрежимы, но если они не малы, на них с помощью некоторого экспериментального метода могут быть внесены поправки.

Для основного решения $m=n=1$ и Υ_{11} является соответствующей величиной обратной длины релаксации. Если рассмотреть распределение потока по вертикали и пренебречь высшими гармониками, уравнение (5.4.5) сведется к следующей простой форме:

$$A_{sth} = C \operatorname{sh} h \left[\gamma_{11} (h - z)\right]. \tag{5.4.6}$$

Это уравнение дает ослабление потока нейтронов в направлении z, выраженное через насыщенную активность, обусловленную тепловыми нейтронами A_{sth}.

Если построить график зависимости насыщенной активности, измеренной в эксперименте в функции z_1, то можно оценить C и Υ_{11}; h является экстраполированной высотой от плоского источника до верха экспоненциальной призмы. Уравнения (5.4.1) и (5.4.6) сводятся к чистым экспонентам, если h очень велико (теоретически бесконечно), и поэтому график A_{sth} (z) должен быть прямой линией в полулогарифмическом масштабе. Это справедливо для точек вдоль оси z, которые находятся не слишком близко к источнику и к верхнему торцу призмы. Наклон прямой линии дает величину Υ_{11}. Связь между γ_{mn}^2 и L^2 дается выражением

$$\gamma_{mn}^2 = \pi \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) + \frac{1}{L^2}, \tag{5.4.7}$$

которое для основной гармоники имеет вид

$$\gamma_{11}^2 = \pi^2 \left(\frac{1}{a^2} + \frac{1}{b^2} \right) + \frac{1}{L^2}. \tag{5.4.8}$$

Если Υ_{11} определяется из наклона графика A_{s+h} (z) и если размеры и формы сигма-призмы известны, то величина L может быть рассчитана из уравнения (5.4.8). Другой метод получения L аналогичен методике, используемой в

измерениях возраста нейтронов (см. опыт 5—8). Теоретическое рассмотрение дает выражение

$$\overline{z^2} = \frac{\int_0^\infty z^4 A_{sth} dz}{\int_0^\infty z^2 A_{sth} dz} = 6L^2. \qquad (5.4.9)$$

На практике получают площади под кривыми $z^4 A_{sth}$ (z) и $z^2 A_{sth}$, затем делят первую площадь на вторую; частное будет равно $6L^2$.

Цилиндрическая сигма-призма (рис. 5.4.2). Как и в случае (5.4.6), подобный анализ в настоящем случае приводит к простому соотношению, которое легко применимо на практике. Именно

$$A_{sth} = CJ_0\left(\frac{j_{01} r}{R}\right) \operatorname{sh} h\gamma_{11}(h - z). \qquad (5.4.10)$$

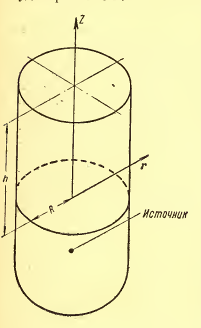


Рис. 5.4.2. Цилиндрическая сигма-призма.

Это выражение является законом ослабления потока нейтронов в направлении z для цилиндра с экстраполированным радиусом R, выраженное через насыщенную активность, обусловленную тепловыми нейтронами. Величины L, j_{10}/R и γ_{11} связаны соотношением

$$\gamma_{11}^2 = \left(\frac{j_{01}}{R}\right)^2 + \frac{1}{L^2}, \qquad (5.4.11)$$

где $L = \sqrt{D/\Sigma_a}$; $j_0 = 2{,}405$ — первый корень $J_0(j_{01}r/R)$; h — высота вдоль оси z от источника до верха цилиндра.

Если количество данных достаточно, могут быть оценены постоянные, входящие в уравнение (5.4.10), в частности γ_{11} и L^2 могут быть определены из уравнения (5.4.11). Кроме того, уравнения (5.4.6) и (5.4.10) показывают, что вертикальное распределение измеренной активности должно следовать линейному закону в полулогарифмическом масштабе в пределах ранее отмеченных ограничений, тогда как радиальное распределение удовлетворяет функции Бесселя нулевого порядка. В действительности, однако, наблюдаются отклонения. Несколько лет назад в работе [123] было описано измерение длины диффузии нейтронов в дистиллированной воде с использованием сферических фотонейтронных источников: Ra — Be $(\gamma\ n)$ с $E_{\text{макс}} = 0{,}7$ *Мэв* и Sb^{124} — Be $(\gamma\ n)$ с $E_n = 0{,}024$ *Мэв*. Авторы работы [123] используют уравнение

$$\nabla^2 n - \frac{n}{L^2} + \frac{q}{D} = 0. \qquad (5.4.12)$$

Это стационарное уравнение непрерывности, различные члены которого определяются следующим образом: n — плотность нейтронов; $\nabla^2 n$ — лапласиан плотности нейтронов; L — длина диффузии и q — скорость рождения тепловых нейтронов.

В воде на больших расстояниях от сферического источника нейтронов

$$q = \frac{K e^{-r/b}}{r^2}, \qquad (5.4.13)$$

где K — постоянная; b — длина релаксации надкадмиевых или резонансных нейтронов; r — расстояние от центра до точки измерения.

Для больших r величина b может быть получена посредством измерения активности, вызванной резонансными нейтронами A_{sr} при энергиях, близких к тепловым, с помощью фольг, покрытых Cd.

Если начертить график $A_{sr}r^2$ в функции r, получим прямую линию, наклон которой будет равен $1/b$, если шкала ординат пропорциональна натуральному логарифму. Величина b будет зависеть от энергии нейтронного источника. Соответственно при больших r уравнение

(5.4.12) может быть записано в виде

$$\nabla^2 n - \frac{n}{L^2} + \frac{K\,e^{-r/b}}{Dr^2} = 0. \qquad (5.4.14)$$

Асимптотическое решение уравнения (5.4.14) имеет вид

$$n = \frac{C_1\,e^{-r/L}}{r} - \frac{b^2L^2k\,e^{-r/b}}{L^2 - b^2}. \qquad (5.4.15)$$

Если $L > b$, то первый член преобладает при достаточно больших r; только при этом условии можно оценить L. Второй член действует как возмущение. Для получения L нужно подходящей фольгой (например, индием) измерить полную и резонансную активность. После поправок на поглощение Cd активность за счет тепловых нейтронов получается как разница результатов этих измерений. Затем строят в полулогарифмическом масштабе график $rA_{sth}(r)$, который должен иметь вид прямой линии. Так как $n(r) = Ce^{-r/L}/r$, то можно получить

$$\ln\frac{(A_{sth}r)_1}{(A_{sth}r)_2} = \frac{r_2 - r_1}{L}. \qquad (5.4.16)$$

При измерении длин диффузии нужно иметь в виду одно очень важное замечание. Плотность замедления q, скорость рождения тепловых нейтронов и рассмотрение ее особенно необходимы, когда изучается диффузия тепловых нейтронов вблизи источника быстрых нейтронов. Близко к источнику распределение тепловых нейтронов значительно более сложно, чем можно ожидать из простой теории диффузии, так как член q велик. Однако если длина диффузии тепловых нейтронов больше, чем длина релаксации резонансных нейтронов, то q спадает быстрее, чем плотность тепловых нейтронов при удалении от источника быстрых нейтронов. На определенном расстоянии возмущающий эффект q на поток тепловых нейтронов становится пренебрежимым, и поток тепловых нейтронов падает с расстоянием экспоненциально, так что измерения L могут быть выполнены обычным простым образом. Если, однако, $L < b$, поток тепловых нейтронов спадает более сложным образом. Длина релаксации резонансных нейтронов зависит от начальной энергии нейтронов источника. Быстрые нейтроны от Ra — Be (αn)

и Pu — Be (αn) имеют длины релаксации в воде от 9 до 10 *см* и превышают 2,73 *см* — величину, соответствующую длине диффузии тепловых нейтронов. Однако в графите, например, длина диффузии, равная 50—60 *см*, превышает длину релаксации резонансных нейтронов, поэтому после определенного расстояния от источника быстрых нейтронов поток тепловых нейтронов спадает экспоненциально. Упомянутые выше источники быстрых нейтронов не могут быть использованы для измерений длины диффузии в обычной воде и нужно использовать или тепловую колонну (для которой $q=0$), или источники, дающие нейтроны с низкой энергией, как Ra — Be (γn) с $E_{\text{макс}}=0{,}7$ *Мэв*. Длина релаксации резонансных нейтронов от этого источника в обычной воде равна 2,45 *см*, и условие $L>b$ в этом случае выполнено. В простой теории диффузии предполагается, что нейтроны являются моноэнергетическими. Для максвелловского распределения это далеко не так и, следовательно, не будет одной длины диффузии. Однако, если максвелловское распределение не искажено, можно предполагать, что существует средняя величина L.

При слабом поглощении длина диффузии может быть определена как

$$L=\frac{1}{(3N^2\sigma_a\sigma_{tr})^{1/2}}. \qquad (5.4.17)$$

Из уравнения (5.4.17) длина диффузии может быть получена при измерении σ_{tr}, если значение σ_a известно, или наоборот. Однако можно спросить, какой определенной скорости соответствует σ_a, измеренное для максвелловского распределения? Если рассматривать максвелловское распределение в целом, то средняя длина свободного пробега, эффективная для процесса диффузии, соответствует средней обратной величине сечения поглощения. Поэтому для диффузии тепловых нейтронов в среде с поглощением, подчиняющимся закону $1/v$, имеется $\sigma_{\bar{v}}$-сечение при средней скорости максвелловского распределения, которое должно использоваться вместо сечения для наиболее вероятной скорости. Связь между этими сечениями имеет вид

$$\sigma_{\bar{v}}=\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2}\right)\sigma_{kT}.$$

Поэтому, если из экспериментальных значений L в предположении, что σ_{tr} известно, получено сечение поглощения, то это сечение соответствует средней скорости максвелловского распределения. Заметим, что $\overline{\sigma_v} \neq \overline{\sigma}$, но $\overline{\sigma} = 2\sigma_{kT}/\sqrt{\pi}$ или $\overline{\sigma} = (4/\pi)\overline{\sigma_v}$. Поэтому при измерениях длины диффузии должно использоваться $\overline{\sigma_v}$. В экспериментах по пропусканию используется $\overline{\sigma}$ и для других измерений часто применяется σ_{kT}.

5—4.3. Порядок проведения эксперимента. Если для среды $L>b$, то используется описанная ниже процедура измерения L для нейтронов, получаемых на ускорителе Ван-де-Граафа, или нейтронов Pu — Be (αn)-источника. Так как в обычной воде $L<b$, то L может быть определено только косвенно (например, в опыте 5—6 L рассчитывается по измеренной величине длины миграции и возраста нейтронов в воде). Для графитового замедлителя $(L>b)$ в РПИ используется процедура, описанная ниже.

1. Выбирается экспериментальная установка, которой является прямоугольная графитовая сигма-призма типа, показанного на рис. 5.4.1. Размеры графитовых блоков $10{,}16\times10{,}16\times121{,}9$ *см*^{3}.

2. Источник от ускорителя Ван-де-Граафа вводится в основание графитового пьедестала. Размеры пьедестала выбраны так, чтобы точечный источник быстрых нейтронов, помещенный на дно, давал бы плоский источник тепловых нейтронов наверху пьедестала. Можно было бы использовать Pu — Be (αn)-источник, если он дает 10^7 *нейтрон/сек.* Подошел бы также Ra — Be (αn)-источник мощностью в 1 *кюри*, хотя более сильные источники дадут много лучшую статистику. Ускоритель Ван-де-Граафа дает больше 10^9 *нейтрон/сек*, поэтому он вполне удовлетворительный источник.

3. Полагаем, что ось z начинается в плоскости x, y на верхней поверхности графитового пьедестала. Вдоль оси z на верхнюю грань каждого графитового блока с выемкой для удобства размещения детекторов помещаются индиевые фольги. Эти фольги разделены одна от другой примерно 10 *см* графита.

4. Фольги облучаются около 6 *ч* и затем обсчитываются после выдержки, достаточной, чтобы сделать радиоактивность короткоживущего изотопа индия незначительной. Вводятся все поправки, обсуждаемые в гл. 2 и 3.

5. В полулогарифмическом масштабе строится зависимость $A_{sth}(z)$: наклон полученной прямой линии должен дать значения γ_{11}. Предполагается, что поправки на торцовые эффекты пренебрежимы либо они должны быть соответственно учтены.

6. Используя γ_{11} и геометрические размеры призмы из уравнения (5.4.8), рассчитываем L.

7. Если известно σ_a, можно рассчитать σ_{tr} и D, или, наоборот, если известно σ_{tr}, то из уравнения (5.4.17) найдем σ_a.

Опыт 5 — 5. Экстраполированная длина в воде

5—5.1. Введение. Некоторые из прежних обсуждений показали, что дифференциальное уравнение, описывающее ряд физических проблем процесса диффузии нейтронов, имеет вид

$$D\nabla^2\varphi - \Sigma_a\varphi + S = \frac{\partial\varphi}{\partial t}. \qquad (5.5.1)$$

Общее решение уравнения (5.5.1) содержит произвольные постоянные, и они должны быть оценены, если рассматриваемая задача должна быть решена однозначно. Чтобы решить уравнение, нужно задать определенные граничные условия [124]. Два из них связывают поведение плотности потока и плотности тока нейтронов на границе раздела сред с различными диффузионными характеристиками. Третье граничное условие (смысл данного эксперимента) может быть выражено следующим образом. Вблизи плоской границы, отделяющей среду от вакуума, плотность потока нейтронов теоретически изменяется так, что ее линейная экстраполяция приводит к исчезновению плотности потока на определенном расстоянии d от границы в вакууме. Это расстояние d называется экстраполированной длиной.

Необходимо, однако, отметить, что это условие не означает, что плотность потока физически равна 0 на расстоянии d, но, используя это математическое условие, можно определить распределение плотности потока во многих случаях с достаточной точностью на разумных расстояниях от границы среды с помощью простой диффузионной теории. Существует несколько простых соотношений между длиной экстраполяции и некоторыми

параметрами реактора, позволяющих рассчитать другие константы или (если знаем эти константы) проверить экспериментальное значение экстраполированной длины. Некоторые из этих простых соотношений даны ниже.

Простая диффузионная теория (нет поглощения).

1. Плоская поверхность

$$d = \frac{2}{3}\lambda_{tr} = 2D.$$

2. Поверхность бесконечной кривизны

$$d = \frac{4}{3}\lambda_{tr}.$$

Транспортная теория (плоская поверхность).

1. Нет поглощения

$$d = 0{,}7104\,\lambda_{tr}.$$

2. Слабое поглощение

$$d = 0{,}7104\,\frac{\lambda_{tr}\Sigma_t}{\Sigma_s},$$

где λ_{tr} — транспортная длина свободного пробега; D — коэффициент диффузии; Σ_t — полное макроскопическое сечение; Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния.

5—5.2. Цель (постановка задачи). Целью этого эксперимента является измерение экстраполированной длины в вакууме, имеющем плоскую границу с обычной водой.

5—5.3. Теория и метод. Экстраполированные длины могут быть измерены различными способами. Все они связаны с торцовыми эффектами в сигма-призме. Самый легкий и наиболее очевидный путь измерения плотности потока в ряде точек вдоль вертикальной оси от источника нейтронов до поверхности или границы. Затем строится график, и поток экстраполируется к нулю [125].

Может быть применен другой метод, использующий те же данные [125, 126]. Значения для нескольких точек

внутри среды используются для того, чтобы построить экспоненциальную кривую. Эта кривая в полулогарифмическом масштабе дает прямую линию. Прямая линия продолжается за границу раздела. Экспериментально наблюдаемые потоки нейтронов вблизи границы раздела вычитают из экспоненциальных величин и результаты наносят на тот же самый график. Второй график является прямой линией с противоположным наклоном. Эти две прямые линии пересекаются в точке за границей раздела, и точка их пересечения дает экстраполированную длину.

5—5.4. Материалы и аппаратура. В данном эксперименте используются:

1) сигма-призма из обычной воды, подобная призме, используемой в опыте 5—8;

2) Pu — Be- или Po — Be-источник мощностью $\sim$1 *кюри* или выше;

3) индиевые фольги;

4) торцовый счетчик Гейгера — Мюллера;

5) пересчетный прибор для счетчика Гейгера — Мюллера;

6) таймеры.

5—5.5. Процедура измерений. Источник нейтронов помещается в воду достаточно близко к поверхности или границе раздела так, чтобы поток нейтронов не спадал до нуля внутри воды, но достаточно далеко от поверхности, чтобы не было опасности облучения. Для Pu — Be-источника активностью 1 *кюри* расстояние от 30 до 35 *см* вполне удовлетворяет этим требованиям. Индиевые фольги облучаются в 6—10 местах по вертикали между источником и поверхностью. Необходимо особенно тщательно измерять вертикальные расстояния, так как небольшие ошибки могут значительно повлиять на результаты.

Индиевые фольги обсчитываются затем обычным образом, для каждой точки рассчитывается средняя активность насыщения из значений отсчетов с обеих сторон фольги.

Метод 1. Строится кривая зависимости насыщенной активности от расстояния над источником. Производится линейная экстраполяция из воды в точку в воздухе, где поток спадает к нулю. Расстояние от этой точки до границы и будет экстраполированной длиной.

Метод 2. Строится экспоненциальная кривая по данным, полученным для нескольких точек внутри воды. Это может быть сделано в предположении, что

$$\varphi(r) = C e^{-\Upsilon z}, \qquad (5.5.2)$$

где $\varphi(z)$ — поток вдоль вертикальной оси; C и Υ — постоянные, которые нужно определить и z — расстояние по вертикали над источником.

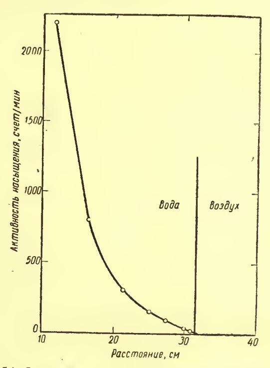


Рис. 5.5.1. Определение экстраполированной длины методом 1.

Две константы могут быть определены из решения уравнения относительно C и Υ для двух значений z и $\varphi(z)$. Однако, чтобы получить хорошие результаты для этих констант, нужно использовать несколько точек и взять среднее для величин C и Υ. Подстановка найденных величин в выражение (5.5.2) дает уравнение, в котором одна независимая неизвестная величина z. Поэтому соответствующая величина $\varphi(z)$ может быть найдена

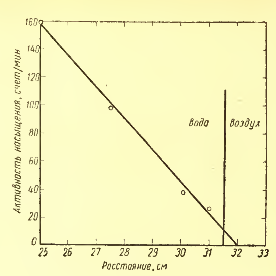


Рис. 5.5.2. Увеличенная часть рис. 5.5.1.

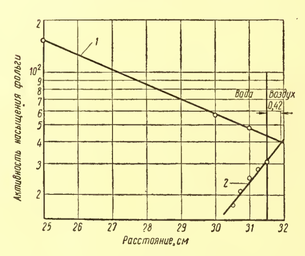


Рис. 5.5.3. Определение экстраполированной длины методом 2:

1 — $\varphi(z)$ как функция высоты над источником ($\varphi(z) = Ce^{-\gamma z}$); *2* — $\varphi(z)$, наблюдаемая в зависимости от высоты по вертикали.

для любых z. Эмпирически найденная экспоненциальная кривая строится в полулогарифмическом масштабе. Активности насыщения, найденные экспериментально вблизи границы, вычитаются из соответствующих точек эмпирически определенной экспоненциальной кривой. Полученные величины наносятся на тот же самый график. Это дает прямую линию с наклоном, обратным наклону экспоненты. Обе прямые линии экстраполируются за границу раздела. Линии пересекаются в точке, расстояние от которой до границы раздела является экстраполированной длиной. Графики обоих методов показаны на рис. 5.5.1 и 5.5.3. Рис. 5.5.2 представляет собой увеличенную часть функции, изображенной на рис. 5.5.1, лежащую в интервале 0—160 отсчетов в минуту по оси ординат и 25—32 *см* — по оси абсцисс.

5—5.6. Результаты и обсуждения. Экстраполированная длина является функцией формы границы. В крайнем случае бесконечной кривизны в соответствии с теорией $d=4/3\lambda_{tr}$. Однако рассмотрение размера системы и довольно больших неопределенностей в методе измерения делает приемлемым предположение о плоской поверхности.

Результат первого метода дает $d=0{,}55$ *см*. Это, однако, довольно грубая оценка. На рис. 5.5.1 точное пересечение установить трудно. Из рис. 5.5.2 видно, что правильную «линию» провести точно так же трудно. Тем не менее проведена линия, которая наиболее разумна, что дает результат $d=0{,}55$ *см*. Второй метод дает $d=0{,}42$ *см*, и эта величина находится в хорошем согласии с транспортной теорией, которая для $\lambda_{tr}=0{,}48$ *см* [127] имеет для плоской границы $d=0{,}34$ *см*. Во втором методе наблюдается меньше произвола в проведении кривых, так как обе кривые в полулогарифмической шкале — прямые линии. Результаты этого эксперимента очень чувствительны к ошибкам. Расстояние по вертикали фольги поверхностей над источником должно быть точно известно. Даже небольшая ошибка исказит результаты. Необходима также особая тщательность при работе с фольгами. Все времена должны быть измерены точно, ошибки при построении графиков, особенно в первом методе, сводятся к минимуму. Результат в первом методе может измениться примерно в два раза в зависимости от того, как начерчена кривая.

Опыт 5—6. Пробег нейтронов Pu — Be-источника в воде

5—6.1. Введение. Как обсуждалось в опыте 5—4, если нужно измерить длину диффузии тепловых нейтронов в замедлителе для случая, когда длина релаксации резонансных нейтронов превышает длину диффузии, то для решения задачи используют измерения пробега или длины миграции нейтронов, испускаемых источником в замедлителе. Затем, если возраст Ферми измерен или известен, длина диффузии может быть получена простым расчетом. Раш [128] следовал этой процедуре в работе по измерению пробега нейтронов Ra — Be (αn)-источника в воде.

5—6.2. Цель (постановка задачи). Целью этого эксперимента является:

1) получить длину миграции нейтронов Pu — Be-источника в воде;

2) найти длину диффузии тепловых нейтронов в воде, предполагая, что возраст нейтронов равен 54,5 *см*² (см. опыт 5—8).

5—6.3. Теория и метод. Насыщенная активность A_s такого детектора, как Rh или In, является функцией расстояния z от точечного источника. Полный поток нейтронов, активирующих фольгу, пропорционален пространственному интегралу

$$4\pi\int_0^\infty A_s r^2 dr, \qquad (5.6.1)$$

где $A_s = \Sigma_a \varphi(r)$; Σ_a — макроскопическое сечение поглощения фольги; $\varphi(r)$ — плотность потока в некоторой точке r.

Средний квадрат расстояния от источника до точки, в которой нейтрон захватывается, дается выражением

$$\overline{r_t^2} = \frac{\int_0^\infty A_s r^4 dr}{\int_0^\infty A_s r^2 dr}. \qquad (5.6.2)$$

Нейтроны, испускаемые источниками, обычно имеют начальные энергии порядка нескольких миллионов элек-

тронвольт. В таких замедлителях, как вода, они быстро теряют энергию. Полный средний квадрат расстояния, которое нейтрон проходит от точки рождения до точки захвата $\overline{r_t^2}$, состоит из двух частей:

1) средний квадрат расстояния, проходимого нейтроном в процессе замедления $\overline{r_s^2}$;

2) средний квадрат расстояния, проходимого нейтроном в процессе диффузии r_{th}^2.

Первый параметр связан с возрастом τ, тогда как второй параметр — с квадратом длины диффузии L^2.

Сумма возраста τ и квадрата длины диффузии L называется площадью миграции:

$$M^2 = \tau + L^2. \qquad (5.6.3)$$

Длина миграции определяется как

$$M = (\tau + L^2)^{1/2}. \qquad (5.6.4)$$

Связь между r_t^2 и M^2 дается выражением

$$6M^2 = \overline{r_t^2} = \frac{\int\limits_0^\infty A_s r^4 dr}{\int\limits_0^\infty A_s r^2 dr}. \qquad (5.6.5)$$

5—6.4. Материалы и аппаратура. В этом эксперименте используются:

1) две фольги толщиной 0,01 *см* — родиевая с диаметром 3,81 *см* и индиевая с диаметром 2,7 *см*;

2) сигма-призма высотой 152,4 *см* и диаметром 121,9 *см*, наполненная чистой дистиллированной водой;

3) Pu — Be-источник, испускающий $1{,}6 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*;

4) счетное устройство и таймеры;

5) торцовый счетчик Гейгера — Мюллера с приспособлением для смены образцов и свинцовый домик;

6) термометр;

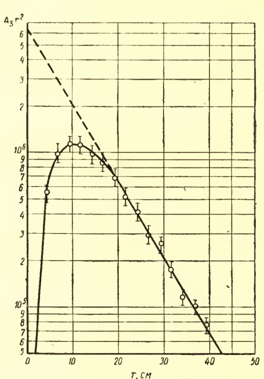
7) алюминиевый стержень длиной 152,4 *см* и диаметром 0,63 *см* с люцитовыми держателями для фольг.

5—6.5. Экспериментальная процедура:

1) собирается счетная система, состоящая из подходящего пересчетного устройства, торцового счетчика

Гейгера — Мюллера, двойного таймера и свинцового домика;

2) расположение счетчика Гейгера—Мюллера и фольги должно быть фиксировано в течение всего эксперимента;



Рнс. 5.6.1. Графнк $A_s r^2$ в завнсимостн от r для данных, полученных с родневымн фольгами н нейтронами Pu — Be-нсточннка. Длнна релаксацни 8,8 *см* (сплошная крнвая рассчнтана по методу нанменьшнх квадратов).

3) фон измеряется в течение 10 *мин* перед и после каждого измерения активности фольги;

4) температура замедлителя периодически регистрируется;

5) необходимо убедиться, что используемые фольги свободны от загрязнения. В зависимости от условий для

чистки фольг могут быть использованы дистиллированная вода, чистый метиловый спирт, а также слабые кислоты;

6) родиевая фольга помещается на расстоянии 5 *см* от центра нейтронного источника (расстояние до фольги должно быть тщательно измерено) и облучается в течение 3 *мин* (для индиевых фольг время облучения должно быть примерно 6 *ч*, чтобы получить активность, близкую к насыщению);

7) родиевая фольга через 3 *мин* устанавливается на определенное место в свинцовом домике. Время выдержки 0,2 *мин*. Это интервал между концом облучения и временем начала счета;

8) родиевая фольга обсчитывается в течение 1 *мин*, и результаты записывают в виде таблицы;

9) перед новым использованием родиевой фольги необходима выдержка около 10 *мин* для полного спада предыдущей активности;

10) пункты 6 и 8 повторяются на последовательно больших расстояниях от источника с шагом 2,5 *см*, пока не будет достигнуто расстояние, на котором счет фольги практически снизится до фона;

11) полученные данные исправляют на фон, депрессию потока, размеры источника и т. п. и затем строят графики функций $A_s(r)r^2$ и $A_s(r)r^4$.

Прямолинейные части кривой $A_s(r)r^2$ должны быть проведены точно по методу наименьших квадратов;

12) находят площади как под нелинейными участками кривых по правилу Симпсона или другими способами, так и под прямолинейными участками кривых аналитическим интегрированием. Данные этих методов подсчета площадей в опыте 5—8 изменены;

13) отношение полной площади под кривой $A_s(r)r^4$ к площади под кривой $A_s(r)r^2$ дает $\overline{r_t^2}$. Площадь миграции находится из уравнения (5. 6. 5).

5—6.6. Результаты и обсуждения. Результаты этого эксперимента приведены в табл. 5.6.1 и 5.6.2, а также на рис. 5.6.1.

Прямолинейный участок (экспонента) выражается уравнением, полученным по методу наименьших квадратов:

$$y = \lg A_s r^2 = 6{,}787 - 0{,}049\,x. \qquad (5.6.6)$$

Таблица 5.6.1

Результаты эксперимента 2

Параметр, устройство	Даииые
Фон	189 отсчетов за 10 *мин*
Время активации	3 *мин*
Время выдержки	0,2 *мин*
Температура воды	26,2° С
Счетчик Гейгера—Мюллера	Действующее напряжение 1100 *в*

Таблица 5.6.2

Данные активации

Расстояние от источника до фольги r, *см*	Средиее число импульсов в минуту, A	Средиее число импульсов в миииуту за вычетом фоиа, A_1	Средиее число импульсов в миииуту при насыщеиии, A_S	$r^2A_S \cdot 10^{-5}$	$r^4A_S \cdot 10^{-7}$
4,3	6010	5991	29171,8	5,390	0,997
6,8	4332	4313	21004,3	9,710	4,490
9,3	2672	2653	12920,1	11,200	9,690
11,8	1644	1625	7913,8	11,000	15,300
14,3	989	970	4723,9	9,660	20,400
16,8	635	616	2999,9	8,470	23,900
19,3	388	369	1797,0	6,690	24,900
21,8	241	222	1081,7	5,140	24,400
24,3	160	141	686,7	4,050	23,900
26,8	101	82	399,3	2,870	20,600
29,3	79	60	292,2	2,510	21,500
31,8	54	35	170,5	1,720	17,400
34,3	39	20	97,4	1,150	13,600
36,8	34	15	73,1	0,990	13,400
39,3	29	10	48,7	0,750	11,600

Площадь под этой прямой линией равна $5{,}8 \cdot 10^6$ и площадь под криволинейной частью $1{,}54 \cdot 10^7$. Общая площадь по кривой $A_s r^2$ равна $2{,}12 \cdot 10^7$. Площадь под кривой $A_s r^4$ равна $7{,}768 \cdot 10^9$ (рис. 5.6.2). Соответственно площадь миграции равна 61,07 *см*² и длина миграции 7,82 *см*. Предполагая, что возраст тепловой энергии нейтрона будет 54,6 *см*² (получается добавлением 1,8 *см*²

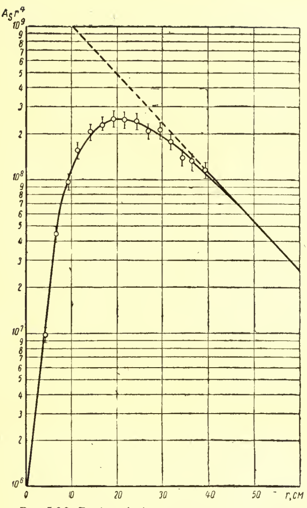


Рис. 5.6.2. График $A_s r^4$ в зависимости от r для данных, полученных с родиевыми фольгами и нейтронами Pu — Be-источника.

к возрасту нейтронов Pu—Be-источника до индиевого резонанса [129], равному 52,8±2,5 *см*²), находим, что длина диффузии для тепловых нейтронов в воде равна

$$L = (M^2 - \tau_m)^{1/2} = (61{,}07 - 54{,}5)^{1/2} = 2{,}57\ см\ (при\ 26{,}2^\circ C).$$

Это значение может быть сравнено со значением, равным 2,74 *см*, полученным в работе [130]. Имеется различие в 7%. Точность зависит от нескольких факторов. Среди них неопределенность оценки возраста и бедная статистика на больших расстояниях из-за слабой интенсивности используемого источника нейтронов. Из кривой на рис. 5.6.1 длина релаксации нейтронов Pu—Be-источника найдена равной 8,8 *см*.

Опыт 5—7. Резонансный интеграл поглощения

5—7.1. Введение. Нейтроны в реакторе с энергиями в интервале 0,4—1 *Мэв* часто относятся к надкадмиевым или резонансным нейтронам. Эти нейтроны образуют спектр замедления dE/E в тепловом реакторе, и скорость реакции с этими нейтронами пропорциональна интегралу $\int \sigma dE/E$, который называется резонансным интегралом.

5—7.2. Цель (постановка задачи). Целью опыта является измерение резонансного интеграла активации индия.

5—7.3. Теория и метод. Плотность потока резонансных нейтронов $(nv)_E$ в реакторе дается выражением

$$(nv)_E = \frac{q_E}{\xi N\sigma_s} \cdot \frac{dE}{E}, \qquad (5.7.1)$$

где q_E — плотность замедления при энергии E; $\xi N\sigma_s$ — сечение замедления или замедляющая способность; $(nv)_B$ — плотность потока; ξ — среднелогарифмическая потеря энергии.

Необходимо отметить разницу между сечением активации и сечением поглощения. Сечение активации — это сечение поглощения, которое обычно измеряется по наведенной активности ядер продуктов реакции. Сечение поглощения измеряется по исчезновению нейтронов, падающих на атомы образца. Если образец состоит из одного изотопа, оба сечения идентичны. В общем же слу-

чае сечения поглощения больше сечения активации отдельных изотопов мишени.

Число тепловых нейтронов относительно числа резонансных нейтронов может быть выражено через кадмиевое отношение. Детектор, у которого сечения поглощения для тепловых σ_{th} и для резонансных нейтронов σ_a, имеет эффективность по отношению к тепловым и резонансным нейтронам $q_E/\xi N\sigma_s \int_{0,4\ эв}^{\infty} \sigma_a dE/E$ в предположении, что σ_s постоянна, т. е.

$$\frac{\text{тепловая активность} + \text{резонансная активность}}{\text{резонансная активность}} = R_{\text{Cd}}; \qquad (5.7.2)$$

$$\frac{\text{тепловая активность}}{\text{резонансная активность}} = R_{\text{Cd}} - 1. \qquad (5.7.3)$$

Тогда

$$\frac{\text{чувствительность к тепловым}}{\text{чувствительность к резонансным}} = \frac{(nv)_{th}\sigma_{th}}{\left(\frac{q_E}{\xi N\sigma_s}\int_{0,4}^{\infty}\sigma_a\frac{dE}{E}\right)}. \qquad (5.7.4)$$

Комбинируя выражения (5.7.3) и (5.7.4), имеем

$$R_{\text{Cd}} - 1 = \frac{nv_{th}\sigma_{th}}{\frac{q_E}{\xi N\sigma_s}\int_{0,4}^{\infty}\sigma_a\frac{DE}{E}}. \qquad (5.7.5)$$

Обозначим $K = (nv)_{th}/(q_E/\xi\Sigma\sigma_s)$, тогда выражение (5.7.5) перепишется в виде

$$R_{\text{Cd}} - 1 = \frac{K\sigma_{th}}{\int_{0,4}^{\infty}\sigma_a\frac{dE}{E}}$$

или

$$\int_{0,4}^{\infty}\sigma_a\frac{dE}{E} = \frac{K\sigma_{th}}{R_{\text{Cd}} - 1}. \qquad (5.7.6)$$

В общем случае имеется некоторое поглощение за кадмиевой границей ($\sim 0{,}4$ *эв*), обусловленное не резонансами, а частью сечения, изменяющегося по закону $1/v$. Поэтому должен быть вычтен член вида $K\sigma_{th}(R_{\text{Cd}}-1)_{1/v}$. Действительный резонансный интеграл поглощения будет

$$\int \sigma_a \frac{dE}{E} = \frac{K\sigma_{th}}{R_{\text{cd}}-1} - \frac{Kk\sigma_{th}}{(R_{\text{Cd}}-1)}. \qquad (5.7.7)$$

Золотые фольги могут быть использованы в качестве стандарта, и значение K определится из измеренных кадмиевых отношений. После этого по известному K может быть найден резонансный интеграл поглощения для другого элемента, например индия.

5—7.4. Материалы и аппаратура. В этом опыте используются:

1) золотые фольги (они служат стандартами), индиевые* и кадмиевые фольги;

2) сигма-призма из чистой воды;

3) Pu—Be-источник нейтронов мощностью в 1 *кюри* или больше;

4) торцовый счетчик Гейгера — Мюллера;

5) пересчетное устройство;

6) таймеры;

7) алюминиевый стержень с люцитовым держателем.

5—7.5. Процедура измерений. Золотая фольга помещается на расстоянии 10—12 *см* от источника нейтронов. Фольга активируется в течение нескольких дней, так как у золота период полураспада 2,7 дня. По окончании облучения измеряется активность фольги с каждой стороны в течение часа. Тщательно регистрируются времена выдержки, активации и счета. Затем золотая фольга, покрытая кадмием, облучается, и процедура вновь повторяется. Кадмиевое отношение для золота рассчитывается по формуле

$$R_{\text{Cd}} = \frac{A_s \text{ фольги, не покрытой Cd}}{A_s\text{, покрытой Cd}}. \qquad (5.7.8)$$

Индиевая фольга помещается в то же самое место, что и золотая, и активируется в течение нескольких ча-

---

* У этих фольг должен быть предварительно найден резонансный интеграл поглощения.

сов. После облучения делается выдержка 5 *мин.* Активность измеряется с каждой стороны в течение 10 *мин.* Насыщенная активность рассчитывается как средняя с обеих сторон. Процедура повторяется с фольгой, покрытой кадмием. Кадмиевое отношение R_{Cd} рассчитывается по формуле (5.7.8). В место, где были расположены фольги, помещается детектор $1/v$, и кадмиевое отношение определяется снова. Уравнение (5.7.7) относительно K решается алгебраически, т. е.

$$K=\frac{\left(\int\sigma_a\frac{dE}{E}\right)_{std}}{\left[\frac{\sigma_{th}}{(R_{Cd}-1)_{std}}-\frac{\sigma_{th}}{(R_{Cd}-1)_{1/v}}\right]}. \qquad (5.7.9)$$

Подставляя соответствующие данные для золота [131] в уравнение (5.7.9), находим величину K. Используя эту величину, по данным для индия из уравнения (5.7.7) находим резонансный интеграл поглощения

$$\left(\int\sigma_a\frac{dE}{E}\right)_{In}=\left[\frac{K(\sigma_{th})_{In}}{(R_{Cd}-1)_{In}}\right]-\left[\frac{K(\sigma_{th})_{In}}{(R_{Cd}-1)_{1/v}}\right]. \qquad (5.7.10)$$

5—7.6. Результаты и обсуждения. Из опыта для резонансного интеграла индия была получена величина 2648 *барн.* Она основана на величине 1558 *барн* для золота, приведенной в работе [131]. Использованные сечения активации тепловыми нейтронами [132] были 155 *барн* для In и 96 *барн* для Au. Полученная в данном эксперименте величина достаточно хорошо совпадает с величиной 2640 *барн* из [131] для In. Юз [133] получил величину 2580 *барн,* основанную на устаревших данных о сечениях. Результаты суммированы в табл. 5.7.1.

Таблица 5.7.1

Величины резонансных интегралов для In

Данные экспериментов, *барн*	Ссылка на источник	Данные экспериментов, *барн*	Ссылка на источник
2648	Уравнение (5.7.10)	2580	[133]
2640	[131]	2294	[134]

Опыт 5—8. Возраст нейтронов

5—8.1. Введение и цель (постановка задачи). Важность измерения возраста нейтронов в замедлителях и реакторах видна из следующего. Если рассмотреть уравнение критичности Ферми

$$\frac{k_\infty\ e^{-B^2\tau}}{1+L^2B^2}=1, \qquad (5.8.1)$$

то можно видеть, что существенными параметрами реактора являются коэффициент размножения для бесконечной среды K_∞, лапласиан B^2, длина диффузии L и возраст τ [135]. Возраст τ связан со средним квадратом расстояния, проходимого нейтроном от точки рождения до точки, в которой нейтрон становится тепловым:

$$\tau(E_0E)=\frac{\overline{r_2}(E_0E)}{6}. \qquad (5.8.2)$$

В уравнении (5.8.2) E_0 — начальная энергия нейтрона и E — энергия нейтрона, которую он достигает в результате замедления. Часто значением энергии, представляющей для нас интерес, является 0,025 *эв*. В реальных измерениях возраста последний определяется резонансной энергией детектирующей фольги, как, например, 1,458 *эв* для индия. Поэтому возраст нейтронов должен быть экстраполирован до энергии 0,025 *эв*, если необходимо знать возраст нейтронов до тепловой энергии.

5—8.2. Теория и метод. Характеристическое уравнение реактора в зависимости от предположений, сделанных при его выводе, имеет много форм. Оно может быть, например, двухгрупповым или транспортным, или уравнением критичности Ферми. В частности, физический смысл возраста нейтронов может быть уяснен из уравнения критичности [136], записанного в моментной форме

$$\frac{K_\infty}{1+L^2B^2}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{(-1)^nB^{2n}\overline{r}^{2n}}{(2n+1)!}=1. \qquad (5.8.3)$$

Если размер реактора велик в сравнении с $\sqrt{\overline{r^2}}$, то лапласиан B^2 будет мал в сравнении с $1/\overline{r^2}$ и членами при

$n>1$ в уравнении (5.8.3) можно пренебречь. Разложение суммы в уравнении (5.8.3) представим выражением

$$1-\frac{B^2\overline{r^2}}{3!}+\frac{B^4\overline{r^4}}{5!}-\frac{B^6\overline{r^6}}{7!}\approx 1-B^2\tau. \qquad (5.8.4)$$

Это выражение известно как вероятность избежать быстрыми нейтронами утечки в процессе замедления. Из уравнения (5.8.4) очевидно, что вероятность избежать утечки во втором приближении полностью определяется возрастом тепловых нейтронов в замедлителе. Для небольших реакторов члены более высоких порядков в уравнении (5.8.4) должны учитываться. Моменты выше $\overline{r^2}$ могут быть измерены таким же способом, как и второй момент, однако для этого необходим значительно более сильный нейтронный источник. Чтобы использовать уравнение (5.8.2), нужно сначала определить плотность замедления, т. е. число нейтронов на 1 *см*³, замедлившихся до данной энергии E в секунду:

$$q(r, E)=\varphi(E)\xi\Sigma_s E. \qquad (5.8.4)$$

В этом отношении q — функция энергии и расстояния; $\varphi(E)$ — дифференциальная плотность потока нейтронов на единицу энергии, выраженная в функции энергии; Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния; ξ — среднелогарифмическая потеря энергии.

Второй момент плотности замедления может быть записан как

$$r^2=\frac{\int r^2q\,(r,\,E)dv}{\int q\,(r,\,E)dv}, \qquad (5.8.6)$$

где dv — элемент объема.

Если λ — постоянная распада радиоактивного изотопа, образующегося при облучении фольги нейтронами, то скорость образования этого изотопа дается выражением

$$\frac{dN}{dt}=V\Sigma_a\varphi-\lambda N, \qquad (5.8.7)$$

где N — число радиоактивных атомов; V — объем фольги; Σ_a — макросечение образования радиоактивного изотопа; φ — плотность потока нейтронов.

Уравнение (5.8.7) с начальным условием $n=0$ при $t=0$ примет вид

$$\lambda N = V\Sigma_a\varphi(1 - e^{-\lambda t}). \qquad (5.8.8)$$

Если время облучения достаточно велико, уравнение (5.8.8) сведется к выражению

$$A_s \approx V\Sigma_a\varphi, \qquad (5.8.9)$$

где A_s — активность насыщения.

Так как макроскопическое сечение поглощения является функцией энергии, выражение для активности насыщения должно быть проинтегрировано по интересующему нас энергетическому интервалу так, что

$$A_s = \int \Sigma_a(E)\,\varphi(E)\,V dE. \qquad (5.8.10)$$

Решая уравнение (5.8.5) для дифференциальной плотности потока к данной точке r и подставляя в уравнение (5.8.10), получим

$$A_s = V \int \left[\frac{q(E)\,\Sigma_a(E)}{\xi\Sigma_s}\right]\frac{dE}{E}. \qquad (5.8.11)$$

Плотность замедления в слабопоглощающей среде при определенных обстоятельствах почти не зависит от энергии. Если выбрана фольга, которая имеет большой резонанс в одной точке и относительно низкое сечение в остальной области энергий, интеграл в уравнении (5.8.11) можно в первом приближении положить равным нулю везде, за исключением области резонанса. Кроме того, замедляющая способность $\xi\sigma_s$ предполагается постоянной в области вблизи резонансного пика. При этих условиях уравнение (5.8.11) может быть записано в виде

$$A_s = \frac{qV}{\xi\Sigma_s}\int \Sigma_a(E)\frac{dE}{E}, \qquad (5.8.12)$$

т. е. плотность замедления прямо пропорциональна экспериментально измеренной активности насыщения данной фольги, например индия, или аналитически:

$$A_s \alpha q \int \Sigma_a(E)\frac{dE}{E}. \qquad (5.8.13)$$

Решая это уравнение относительно q и подставляя затем в уравнение (5.8.6), получим

$$\bar{r^2} = \frac{\int r^2 A_s(r) dv}{\int A_s(r)\, dv} \,. \qquad (5.8.14)$$

В сферических координатах

$$\bar{r^2} = \frac{\int_0^\infty r^4 A_s(r)\, dr}{\int_0^\infty r^2 A_s(r)\, dr} \,. \qquad (5.8.15)$$

Возникает проблема использования подходящей фольги или комбинации фольг, чтобы получить активность насыщения, удовлетворяющую уравнению (5.8.15). Насыщенные активности умножаются на квадрат расстояния от источника до фольги и строится кривая $A_s r^2$ в функции r. Эта кривая может быть использована также для получения $A_s r^4$ и функции r. Сечение рассеяния в замедлителе обычно медленно возрастает с уменьшением энергии нейтрона. Поэтому на больших расстояниях от источника находятся преимущественно те нейтроны, которые не испытали ни одного соударения. Когда быстрые нейтроны испытывают соударение, они замедляются недалеко от точки их первого соударения [137]. Поэтому на больших r закон изменения плотности замедления будет простой экспонентой, умноженной на обратный квадрат расстояния:

$$q \alpha \frac{e^{-\Sigma_s r}}{r^2} \,. \qquad (5.8.16)$$

Так как плотность замедления пропорциональна активности насыщения, то, логарифмируя обе части уравнения, имеем

$$\ln (A_s r^2)\, \alpha - \Sigma_s r, \qquad (5.8.17)$$

т. е. на больших расстояниях от источника график $A_s r^2$ в полулогарифмической шкале должен быть прямой линией. По этой причине кривые, используемые в связи с

рассмотрением уравнения (5.8.15), наносятся на полулогарифмический график и интегрируются аналитически по экспоненциальной части. Неэкспоненциальная часть кривой оценивается по формуле Симпсона. Сумма двух площадей дает полную площадь под кривой. Чтобы использовать уравнение (5.8.13) для получения возраста нейтронов при какой-либо энергии, необходимо предположить, что интеграл равен нулю везде, кроме интересующей нас области энергии — от энергии рождения до той энергии (например, 1,458 *эв* в случае индиевых фольг), при которой измеряется плотность замедления как функция расстояния от источника. Наиболее обычная комбинация фольг, используемых, чтобы выполнить это условие, — индий, покрытый кадмием. Кадмий поглощает нейтроны с энергией меньше 0,4 *эв,* и тогда при большом индиевом резонансе при 1,458 *эв* главным образом происходит активация, вызываемая нейтронами этой энергии. Главный недостаток, связанный с использованием этой комбинации, — существование резонансов в области высоких энергий в индии, которые обсуждались в гл. 3. Приводимые в литературе значения возраста большей частью измерены до индиевого резонанса.

Другой метод измерения возраста [138] — наблюдение активности, обусловленной индиевым резонансом в функции расстояния от точечного источника. Теория этого метода такова. Для точечного источника плотность замедления в пространстве представляет гауссиан; так как резонансная активация пропорциональна плотности замедления, то для любых двух точек $\ln A_2/A_1 = (-r_2^2 - -r_1^2)/4\tau$, если A_1 — активация при $r=0$, то $\ln A_2/A_1 = -r_2^2/4\tau$. Поэтому для $A_2/A_1 = \frac{1}{2}$ $\tau = (r^2 - r_1^2)/4\ln 2$ или если $A_2/A_1 = 1/e$, то $\tau = (r_2^2 - r_1^2)/4$. Для смешанного источника нейтронов прямой линии не получается, однако можно разделить различные возрасты нейтронов, начиная с наибольшего. Этот метод разделения возраста нейтронов подобен процедуре, используемой при разложении сложных кривых, содержащих много периодов полураспада на отдельные периоды полураспада.

В РПИ этот способ не использовали. Возраст нейтронов может быть определен также с применением импульсной техники [139].

5—8.3. Материалы и аппаратура. Для измерения возраста используются:

1) фольги из In, Rh, Ag, Cd с диаметром от 3,81 до 1,27 *см*;

2) сигма-призма (высотой 152,4 *см*, диаметром 121,9 *см*), наполненная дистиллированной водой (см. рис. 5.4.2);

3) Pu — Be-источник мощностью $Q = 1{,}6 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*;

4) пересчетное устройство и двойные таймеры;

5) счетчик Гейгера — Мюллера и свинцовый домик;

6) термометр;

7) алюминиевый или люцитовый стержень с диаметром 0,635 *см* и длиной от 122 до 152,4 *см*. Этот стержень поддерживает фольги в баке. Сочетание люцитовых стержней с водой лучше, чем алюминиевых, по ядерным свойствам, но недостатком люцита является его жесткость;

8) люцитовые держатели фольги, прикрепляемые к алюминиевому или люцитовому стержню.

5—8.4. Процедура измерений. Моментный метод измерения возраста, который является предметом данного эксперимента, использовался много раз и часто освещался в литературе. Примеры этого способа приводятся в работах [140, 141] по измерению возраста нейтронов Po — Be-источника в различных водно-металлических смесях и смесях D_2O и H_2O. Салливен [142] облучал каждую фольгу отдельно, чтобы избежать возмущающих эффектов от соседних фольг. Экспериментальная процедура для всех используемых фольг идентична, за исключением вариаций, связанных с периодами полураспада соответствующих элементов. Покрытая кадмием фольга в люцитовом держателе опускается в замедлитель и облучается заданное время. Каждая фольга облучается отдельно, чтобы избежать влияния на плотность потока нейтронов на больших расстояниях от источника фольг, помещенных в промежутке. Когда облучение заканчивается, источник удаляется и фольги выдерживаются определенное время. Затем фольгу обсчитывают с обеих сторон, вводят поправки на фон и подсчитывают среднюю активность насыщения. Используется активность насыщения, так как именно эта величина пропорциональна плотности нейтронов в уравнении (5.8.13).

Расчет активностей насыщения обсуждался в гл. 2 и приложении Б к опыту 5—1. Фон должен измеряться перед и после отсчета каждой фольги. Конечные размеры источника не позволяют активировать фольги ближе чем на 5 *см* от источника, и фольги активируются через каждые 2,5 *см*, начиная с этого расстояния до точки, где активность слишком низка, чтобы быть измеренной. Маленькие фольги можно использовать на расстояниях до 20 *см* от Pu — Be-источника мощностью 1 *кюри*, фольги больших размеров используются на больших расстояниях. Даже с большими фольгами, исключая случай сильных источников, можно получить удовлетворительные результаты только до 30 *см*.

Расположение фольг требует особой тщательности. Если фольги расположены слишком близко, возникают возмущения потока, которые достаточно велики, чтобы повлиять на показания соседних фольг и на конечный результат. Уейд [141] в своей работе по измерению возраста нейтронов в смесях D_2O и H_2O нашел, что если фольги расположены на расстоянии 8 *см* друг от друга, никакой интерференции не наблюдается. Во всяком случае, если экспериментатор сомневается, должна быть сделана опытная проверка. Хотя точка, от которой отсчитываются расстояния, в большинстве литературных источников не упоминается, за начальную точку нужно считать физический центр источника нейтронов. Каждая индиевая фольга облучается по крайней мере в течение 6 *ч*, а на расстояниях, далеких от источника, в течение 10—12 *ч*, чтобы получить приемлемые скорости счета. После облучения индий выдерживается около 10 *мин* и производятся измерения с обеих сторон по 10 *мин*. Делается не меньше трех измерений с каждой стороны, и за результат берется средняя активность насыщения. Если используется родий, то он активируется в течение 3 *мин*, чтобы получить максимальный счет, обусловленный активностью с периодом полураспада 42 *сек*, и минимальную активность с периодом полураспада 4,4 *мин*. Родий имеет 100%-ный изотоп Rh^{103}, но так как сечение активации для каждого изомера отсутствует в литературе, относительные величины активности с соответствующими полупериодами оценить трудно. Однако эффект активности с полупериодом 4,4 *мин* должен быть мал, и наблюдение кривой распада Rh показывает, что даже в худшем слу-

чае эффектом большего полупериода можно пренебречь. Родиевые фольги затем из замедлителя удаляют и отсчитывают в течение 1 *мин* после выдержки 0,4 *мин.* Из-за короткого периода полураспада только одна сторона фольги может быть обсчитана, поэтому, чтобы получить среднюю насыщенную активность, необходимо производить два облучения в каждой точке.

Если используются серебряные фольги, то изотоп Ag^{109} при облучении дает активный Ag^{110} с периодом полураспада 24,2 *сек.* Когда используется Ag^{109}, каждая фольга активируется в течение 2 *мин*, выдерживается 0,35 *мин* и обсчитывается в течение 1 *мин.* Изотоп Ag^{107} при облучении дает активный изотоп Ag^{108} с $T_{1/2} = 2{,}3$ *мин* и имеет резонанс при 16,5 *эв* и по крайней мере два других резонанса при больших энергиях. Отношение периодов полураспада примерно такое же, как и для Rh. Этот факт в совокупности с небольшой величиной сечения в резонансе Ag^{107} (около 600 *барн*) дает возможность разделить активности, однако смесь изотопов может привести к трудностям получения хороших скоростей счета. После того как активности поправлены на фон, они используются для получения средней активности насыщения фольг в соответствии со следующими рекомендациями:

1) для In, когда время счета мало в сравнении с периодом полураспада, пригодно уравнение (2.26);

2) для Ag и Rh, периоды полураспада которых сравнимы с временем счета, могут быть использованы уравнения (2.28) — (2.30). Некоторые другие поправки, которые должны быть сделаны, чтобы получить правильные активности насыщения, даются ниже в разделе 5—8.5. После того как активности насыщения получены, составляется таблица активностей, расстояний фольга — источник, произведений активности на квадрат расстояний. Строится график $A_s r^2$ в функции r в полулогарифмической шкале. Ход кривой определяют по методу наименьших квадратов (см. гл. 1) и по данным, полученным с большими фольгами. Затем проводится плавная кривая по точкам, представляющим данные с малыми фольгами, и, начиная с экспоненциальной части кривой, данные для малых фольг экстраполируются до бесконечности посредством прямой линии, имеющей тот же самый наклон, как и у линии, полученной по методу наименьших квадратов.

Находят площади под этими кривыми. Точки плавной кривой используют затем, чтобы получить кривую $A_s r^4$, и площадь под этой кривой рассчитывают, как и в случае кривой $A_s r^2$. Второй этап расчета плотности замедления r^2 получают из уравнения (5.8.15), а возраст нейтронов до резонанса фольги из уравнения (5.8.2.). Детальный пример расчета возраста нейтронов Pu — Be-источника до резонанса Rh^{103} дан в разделе 5—8.5.

5—8.5. Результаты и обсуждения. С помощью изложенной теории опытным путем возраст нейтронов Pu — Be-источника в обычной воде был измерен до резонансов In^{115}, Rh^{103} и Ag^{109}. Был также измерен и возраст нейтронов Po—Be-источника до резонанса In^{115}. Примерные графики кривых $A_s r^2$ и $A_s r^4$ даны на рис. 5.8.1—5.8.4:

В табл. 5.8.1 даны тип источника, энергия резонанса и найденный возраст.

Таблица 5.8.1

Возраст нейтронов Pu— Be- и Po—Be-источников

Источник	Элемент		
	Ag^{109} (5,18 *эв*)	In^{115} (1,458 *эв*)	Rh^{103} (1,25 *эв*)
Pu—Be	49,3	52,8±2,5	53,7±2,5
Po—Be	—	57,3±2	—

Ошибки (±2; ±2,5) оценены (см. табл. 5.8.1) с помощью кривых, проведенных по отдельным неусредненным точкам так, чтобы получить максимальную и минимальную величину возраста. Результат измерения с Ag^{109} дан без ошибок, так как слабые активности не дают возможности точно определить возраст. Хотя кажется невозможным рассчитать возраст нейтронов теоретически как функцию энергии, можно сделать грубые приближения для оценки разности между двумя возрастами в коротком энергетическом интервале.

Если предположить, что коэффициент диффузии и замедляющая способность не очень меняются в небольшом энергетическом интервале, то с помощью формулы

$$\tau = \int_{E}^{E_0} \left(\frac{D}{\xi \Sigma_s}\right) \frac{dE}{E} \qquad (5.8.18)$$

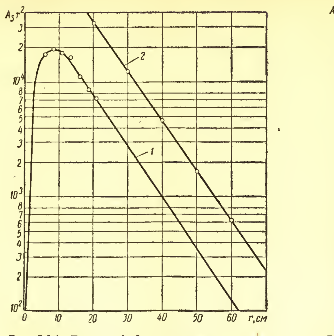


Рис. 5.8.1. График $A_s r^2$ в зависимости от r для данных, полученных с индиевыми фольгами и Pu — Ве-источником (*1*), и кривая большой индиевой фольги, построенная по методу наименьших квадратов (*2*).

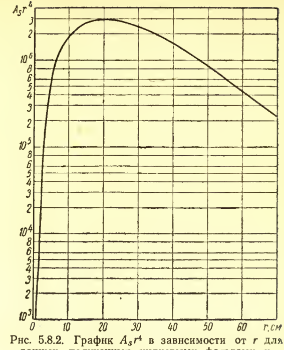


Рис. 5.8.2. График $A_s r^4$ в зависимости от r для данных, полученных индиевыми фольгами и Pu — Ве-источником.

Рис. 5.8.3. График $A_s r^2$ в зависимости от r для даиных, полученных с родиевыми фольгами и иейтронами Pu — Be-источника (*1*), и кривая большой родиевой фольги, построеииой по методу иаименьших квадратов (*2*).

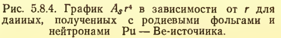


Рис. 5.8.4. График $A_s r^4$ в зависимости от r для даииых, получениых с родиевыми фольгами и нейтронами Pu — Be-источиика.

после ряда математических операций можно получить выражение

$$\tau_1 - \tau_2 = \tau_1 \frac{\ln\left(\frac{E_2}{E_1}\right)}{\ln\left(\frac{E_0}{E_1}\right)}, \qquad (5.8.19)$$

где E_0 — энергия нейтронов источника и
τ_1 и τ_2 — возрасты, соответствующие энергиям E_1 и E_2.

Подставляя величины возрастов для In и Rh вместе с их резонансными энергиями и величину 4,2 *Мэв* для средней энергии нейтронов Pu — Be-источника из уравнения (5.8.19), получим

$$\tau_{1,46} - \tau_{1,25} = 52,8 \frac{\ln 0,857}{\ln 2,88\times10^6} = -0,6 \text{ } см^2.$$

Эта разница достаточно хорошо совпадает с экспериментальной величиной — 0,9 *см*². Для разницы между Ag и In уравнение (5.8.19) дает

$$\tau_{1,46} - \tau_{5,18} = 4,6 \text{ } см,$$

а экспериментальная величина будет 3,5 *см*². В этом случае резонансы не так близки, как в случае In и Rh, кроме того, экспериментально определенный возраст с Ag не так точен. Во всяком случае, согласие между экспериментальными и теоретическими величинами из-за не слишком корректных предположений, сделанных при выводе уравнения (5.8.19), может быть случайным.

Приложение

Пример расчета возраста нейтронов Pu—Be-источника до резонанса Rh^{103} [142]

В первой колонке табл. 5.8.2 представлена средняя активность с обеих сторон фольги в точке *r*, исправленная на фон и экстраполированная до активности насыщения. Кроме того, в табл. 5.8.2 даны расстояния и произведение активности и поправочного коэффициента FC_d. На рис. 3.2 приведен коэффициент, на который должна быть умножена активность насыщения, чтобы ввести поправку на поглощение резонансных нейтронов в кадмиевом покрытии. Он равен 1,06 для Rh-фольги толщиной 68 *мг/см*². Поправки на конечный размер цилиндрического Pu—Be-источника и фольг сделаны с помощью уравнения (3. 10а), которое применимо к прямоугольному источнику и плоскому круглому детектору. Малые родиевые фольги

с радиусом 0,635 *см*, большие — 1,9 *см*. Для расчета поправки использовался внутренний диаметр источника (действительный размер материала источника); длина источника $b_1=2{,}28$ *см*, внутренний диаметр $b_2=2{,}1$ *см*. С учетом этих величин уравнение (3.10а) имеет вид:

для малых фольг

$$A = A_sF_{Cd} - \frac{19{,}2}{24r_0}\left[\left(\frac{d}{dr}\right)(A_sF_{Cd})\right]_{r0}, \qquad (5.8.20а)$$

Таблица 5.8.2

Насыщенные активности родиевых фольг, исправленные на поглощение резонансных нейтронов в кадмии

A_s, *счет/мин*	*r*, *см*	A_sF_{Cd}, *счет/мин*
	Малые фольги	
842	6,0	892
454	8,5	481
255	11,0	270
139	13,5	147
81,9	16,0	86,8
51,1	18,5	54,1
31,9	21,0	33,8
	Большие фольги	
220,9	18,5	234
135,8	21,0	144
81,6	23,5	86,6

для больших фольг

$$A = A_sF_{Cd} - \frac{96{,}5}{24r_0}\left[\frac{d}{dr}(A_sF_{Cd})\right]_{r0}. \qquad (5.8.20б)$$

Производные $\left[\frac{d}{dr}(A_sF_{Cd})\right]$ были получены с помощью кривых, приведенных на рис. 5.8.5 для In и на рис. 5.8.6 для Rh. Подставляя величины $A_sF_{Cd}\,r_0$ и производные в соответствующие уравнения, получаем данные для насыщенных активностей родиевых фольг, которые исправлены на конечные размеры источников:

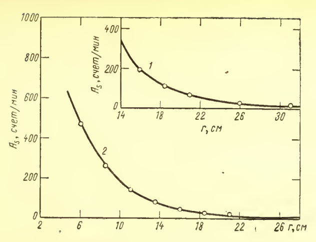


Рис. 5.8.5. Графики зависимости $A_s(r)$ для индиевых фольг. Наклоиы кривых использоваиы для виесеиия поправок в активиости иасыщеиия иа размер источиика нейтронов:

1 — большие фольги; *2* — малые фольги.

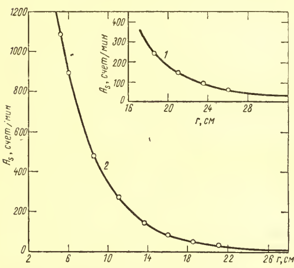


Рис. 5.8.6. Графики зависимости $A_s(r)$ для родиевых фольг. Наклоны кривых использоваиы для виесения поправок в активиости иасыщеиия иа размер источиика иейтронов:

1 — большие фольги; *2* — малые фольги.

Для малых фольг

$$A\ (6,0) = 892 - (19,2/24 \times 6)(-257) = 920,8;$$
$$A\ (8,5) = 481 - 10,15 = 491,15;$$
$$A\ (11,0) = 270 + 4,65 = 274,65;$$
$$A\ (13,5) = 147 + 2,0 = 149,0$$
$$A\ (16,0) = 86,8 + 0,86 = 87,66$$
$$A\ (18,5) = 54,1 + 0,42 = 54,52$$
$$A\ (21,0) = 33,8 + 0,23 = 34,0$$

Для больших фольг

$$A\ (18,5) = 234 - (96,5/24 \times 18,5)(-53,5) = 234 + 11,6 = 245,6;$$
$$A\ (21,0) = 144 + 5,5 = 149,5;$$
$$A\ (23,5) = 86,6 + 2,9 = 89,5;$$
$$A\ (26,0) = 54,4 + 1,36 = 59,76.$$

Величины, занесенные в правый столбец, были умножены на квадрат расстояния от источника r^2. Значения $A_s r^2$ для больших фольг, чтобы получить наилучшую прямую линию в полулогарифмическом масштабе, потом обрабатывались по методу наименьших квадратов. Аналитическое выражение для прямой линии в декартовых координатах было бы полулогарифмическим выражением, включающим логарифм $A_s r^2$. Чтобы получить это соотношение в явном виде, экспериментальные данные для больших фольг из табл. 5.8.3 были обработаны, как показано в табл. 5.8.4.

Таблица 5.8.3

Вторые моменты насыщенной активиости

A_s	r	r^2	$A_s r^2 \cdot 10^{-3}$
Малые фольги			
921	6,0	32	33,2
491	8,5	72,3	35,5
275	11,0	121,0	33,3
149	13,5	182,3	27,2
87,7	16,0	256,0	22,4
54,5	18,5	342,3	18,65
34	21,0	441,0	15,0
Большие фольги			
245,6	18,5	342,3	84,1
149,5	21,0	441,0	66,0
89,54	23,5	551,3	49,35
59,76	26,0	676,0	40,4

Таблица 5.8.4

Преобразование вторых моментов активностей насыщения в логарифмические эквиваленты

$A\ r^2 \cdot 10^{-3}$	$r = X$	$\lg A_s\ r^2 \equiv Y$	$A\ r^2 \cdot 10^{-3}$	$r = X$	$\lg A_s\ r^2 \equiv Y$
84,1	18,5	4,9248	49,4	23,5	4,6937
66,0	21,0	4,8195	40,4	26,0	4,6064

Обозначим $\lg A_s r^2$ через Y, а расстояние от источника — через x. Общее уравнение прямой линии тогда будет:

$$Y = \lg A + bx = a + bx. \tag{5.8.21}$$

Наклон b и отрезок A прямой линии в декартовых координатах, наилучшим образом удовлетворяющий данным табл. 5.8.4, могут быть рассчитаны по методу наименьших квадратов.

В табл. 5.8.5 даны рассчитанные величины, которые должны быть подставлены в уравнения (1.5.6)—(1.5.8), чтобы получить наименьшие значения a и b. В результате имеем a=5,731 и b=0,04452. Тогда выражение (5.8.21) перепишется в виде

$$\lg A_s r^2 = Y = 5{,}751 - 0{,}04452x. \tag{5.8.22}$$

Таблица 5.8.5

Рассчитанные величины, необходимые для оценки a и b по методу наименьших квадратов

Параметр	Значение	Параметр	Значение
ΣX_i	89,0	$\overline{X}$	22,25
ΣY_i	19,044	$\overline{Y}$	4,7611
$\Sigma X_i Y_i$	422,3865	$\sum\limits_i X_i \Sigma Y_i$	1694,916
$\sum\limits_i X_i^2$	2010,6	$(\Sigma X_i)^2_i$	7921,0

В табл. 5.8.6 даны точки для положения больших родиевых фольг на наилучшей прямой линии. Две последние величины в табл. 5.8.6 рассчитаны из уравнения (5.8.22), чтобы облегчить проведение графиков.

Данные с маленькими и большими родиевыми фольгами дают результаты, показанные на рис. 5.8.3. Маленькие фольги учтены были, чтобы получить кривую вблизи источника (до 20 *см*), тогда как большие фольги были использованы, чтобы получить прямолинейную часть кривой. Затем, учтя наклон, полученный по данным с большими фольгами, экстраполируем данные с маленькими фольга-

Таблица 5.8.6

Значения положений больших родиевых фольг, рассчитанных по методу наименьших квадратов

x	bx	$\lg A+bx$	$[A_s r^2=\lg^{-1} Y]\cdot 10^{-3}$
18,5	−0,82362	4,92761	84,6
21,0	−0,93492	4,81631	65,5
23,5	−1,04622	4,70501	50,7
26,0	−1,15752	4,59371	39,3
50,0	−2,2260	3,52523	3,93
60,0	−2,6712	3,08003	1,20

ми в прямолинейную область. Через точки проводим плавную кривую и эту кривую используем, чтобы получить точки на кривой $A_s r^4$ в соответствии с данными табл. 5.8.7. Эта кривая показана на графике рис. 5.8.4. Площадь под кривой может быть найдена по формуле Симпсона до прямолинейного участка, а затем путем аналитического интегрирования.

Таблица 5.8.7

Четвертые моменты активности насыщения

$A_s r^2\cdot 10^{-3}$	r	r^2	$A_s r^4\cdot 10^{-3}$	$A_s r^2\cdot 10^{-3}$	r	r^2	$A_s r^4\cdot 10^{-3}$
21,0	2,5	6,25	131	3,32	35,0	1225,0	4070
32,0	5,0	25,0	800	2,02	40,0	1600,0	3230
34,9	10,0	100,0	3490	1,21	45,0	2025,0	2450
25,2	15,0	225,0	5670	0,73	50,0	2500,0	1825
15,1	20,0	400,0	6040	0,443	55,0	3025,0	1340
9,2	25,0	625,0	5750	0,268	60,0	3600,0	965
5,5	30,0	900,0	4950				

Во всех случаях кривая $A_s r^2$ достигала экспоненциальной области на расстоянии 20 *см* от источника. Кривая $A_s r^4$ не достигает прямой линии, хотя приближается к ней в области $\gtrsim$ 50 *см*. Для всех кривых была использована формула Симпсона: для кривой $A_s r^2$ на расстоянии до 20 *см* от источника и кривой $A_s r^4$ на расстоянии до 60 *см* от источника. Экспоненциальная область была оценена подбором кривой типа:

$$Y = Ae^{bx} \tag{5.8.23}$$

к прямолинейным частям обеих кривых, т. е. $A_s r^2$ и $A_s r^4$.

Как пример рассмотрим случай расчета полной площади под кривой $A_s r^2$ и определения площади под экспоненциальной частью.

Возьмем какое-либо значение X и соответствующее значение Y. Для $X=20$ и 40, $Y=15{,}1$ и 2,02 соответственно:

$$15{,}1 \times 10^3 = Ae^{20b},$$

$$2{,}02 \times 10^3 = Ae^{40b},$$

$$2{,}02 \times 10^3/15{,}1 \times 10^3 = 0{,}1337 = e^{20b}, \text{ или } 20b = -2{,}012, \text{ или } b = -0{,}1006;$$

$$A = 15{,}1 \times 10^3/e^{-0{,}1006 \times 20} = 1{,}13 \times 10^5;$$

$$Y = 1{,}13 \times 10^5 e^{-0{,}1006X}.$$

Последнее выражение — эмпирическое уравнение для экспоненциальной части и площадь под ней равна:

$$\text{Площадь}_1 = \int_{20}^{\infty} Ae^{bx}dx = 1{,}501 \times 10^5. \qquad (5.8.24)$$

Для площади под неэкспоненциальной частью используется формула Симпсона для восьми равноотстоящих интервалов $\Delta X=2{,}5$ *см*:

$$\text{Площадь}_2 = \frac{\Delta X}{3}(Y_0 + 4Y_{2,5} + 2Y_5 + 4Y_{7,5} + \ldots). \qquad (5.8.25)$$

Результаты для кривой с радием-103 вплоть до расстояния 20 *см* от источника даны в табл. 5.8.8.

Таблица 5.8.8

Оценки ординат по формуле Симпсона

SR*	r	$Y \cdot 10^{-4}$	$Y(SR) \cdot 10^{-4}$	SR*	r	$Y \cdot 10^{-4}$	$Y(SR) \cdot 10^{-4}$
1	0,0	0,0	0,0	4	12,5	3,08	12,32
4	2,5	2,1	8,4	2	15,0	2,52	5,04
2	5,0	3,2	6,4	4	17,5	1,95	7,80
4	7,5	3,51	14,04	1	20	1,51	1,51
2	10,0	3,48	6,96				

* Коэффициент со значением 1, 2 или 4 в формуле Симпсона.

Из этих данных рассчитывается площадь под неэкспоненциальной частью кривой:

Площадь₂ = (2,5/3)·(6,247·10[illegible]) = $5{,}21 \cdot 10^6$.

Подобным же образом могут быть получены соответствующие площади под кривой $A_S r^4$. В области от 60 *см* до ∞ площадь под экспоненциальной частью равна

$$\text{Площадь}_1 = 1{,}554 \cdot 10^7$$

и в соответствии с формулой Симпсона под неэкспоненциальной частью

$$\text{Площадь}_2 = 20,07 \cdot 10^7.$$

Затем находится площадь для каждой кривой, как показано ниже, и по отношению площадей из уравнения (5.8.15) находится второй момент:

Кривая $A_s r^2$ Полная площадь $(\times 10^5)$	Кривая $A_s r^4$ Полная площадь $(\times 10^7)$
1,501	20,07
5,210	1,554
6,711	21,624

$$\overline{r^2} = \frac{21,624 \times 10^7}{6,711 \times 10^5} = 322,3.$$

Возраст нейтронов находится из уравнения (5.8.2):

$$\tau_{1,25 эв} = 1/6\, \overline{r^2} = 53,7 \ см^2.$$

Опыт 5 — 9. Тепловая колонна

5—9.1. Введение. Все экспериментальные реакторы, построенные к настоящему времени, имеют тепловую колонну, функцией которой является выведение нейтронов всех энергий от активной зоны, замедление их и подвод тепловых нейтронов к экспериментальным установкам, обычно расположенным вне биологической защиты. Исчерпывающее обсуждение процесса термализации нейтронов дано в книге Глесстона и Эдлунда [143], Вейнберга и Вигнера [144] и Амальди [145]. Тепловая колонна должна быть сделана из замедляющего материала с возможно более низким макроскопическим сечением поглощения Σ_a и в то же время иметь высокую величину среднелогарифмической потери энергии на соударение ξ. При большей величине требуется меньшее число соударений, чтобы замедлить нейтрон, но если замедлитель имеет малое макроскопическое сечение рассеяния Σ_s (следовательно, большую длину рассеяния λ_s), то в некоторых случаях этот замедлитель может оказаться менее выгодным, чем замедлитель с большим λ_s и меньшим ξ.

В табл. 5.9.1 приведены некоторые данные для легких замедлителей, для которых ξ относительно велико.

Таблица 5.9.1

Свойства некоторых замедлителей [146]

Замедлитель	Плотность	Σ_a, *см*$^{-1}$	ξ	Число соударений для замедления до тепловой энергии	Замедляющая способность $SDP(\xi\Sigma_s)$	Коэффициент замедления MR $\left(\frac{\xi\Sigma_s}{\Sigma_a}\right)$
H_2O	1	$2,2\cdot10^{-2}$	0,93	19,6	1,50	69
D_2O	1,1	$8,5\cdot10^{-5}$	0,51	35,6	0,180	2100
Be	1,85	$1,1\cdot10^{-5}$	0,206	88,3	0,16	150
C	1,60	$3,7\cdot10^{-4}$	0,158	115,0	0,063	170

В табл. 5.9.1 величины $\xi\Sigma_s$ и $\xi\Sigma_s/\Sigma_a$ даны на основе грубой оценки, в частности в случаях для легкой и тяжелой воды, потому что связь молекул (так же как и соответствующие макроскопические сечения поглощения и рассеяния) зависит от энергии соударяющихся нейтронов.

Например, Σ_s для водорода в легкой воде может грубо изменяться от 50 до 20 *барн,* в зависимости от энергии нейтронов, соударяющихся с молекулами. Величина ξ не зависит от энергии, если энергия нейтронов больше 1 *эв,* так как в этом случае протоны в молекулах воды можно рассматривать свободными. Число соударений, приведенных в табл. 5.9.1, не было дано в ссылке [146] и поэтому рассчитывалось. Ради последовательности другие данные были взяты без изменения, хотя некоторые из параметров в настоящее время пересмотрены. Наилучшим материалом для тепловой колонны была бы D_2O, однако в большинстве тяжеловодных систем тепловая колонна делается из графита, так как это облегчает работу с ней.

5—9.2. Цель (постановка задачи). Так как в некоторых экспериментах, описанных в этой главе, необходим пучок тепловых нейтронов, цель этого эксперимента — построить тепловую колонну и определить поток нейтронов.

5—9.3. Метод. В практике легко доступными являются два замедлителя, поэтому ниже изучим свойства двух различных тепловых колонн. Первая тепловая колонна будет из воды, уровень воды в баке снижается ступенями с течением времени и измеряются потоки как тепловых,

так и надтепловых нейтронов (рис. 5.9.1). Так как при удалении воды из бака система в конце концов останется без удовлетворительной биологической защиты, то необходимо поместить на верх бака достаточно большой слой буры, чтобы поглотить тепловые нейтроны.

По мере того как уровень воды снижается, поток нейтронов в лаборатории возрастает и становится слишком большим, и эксперимент должен быть прекращен. Существенно поэтому контролировать как тепловые и быстрые нейтроны, так и γ-лучи во время проведения эксперимента. С уровнем воды настолько низким, насколько это возможно по условиям радиационной безопасности, устанавливается вторая тепловая колонна из графита (60,9×
×60,9×127 $см^3$) и снова подходящими счетчиками определяются потоки нейтронов.

Рис. 5.9.1. Тепловая колонна с водяным замедлителем:
1 — стенка бака; *2* — защита из буры; *3* — трубка с мишенью; *4* — уровень воды.

5—9.4. Материалы и аппаратура. Оборудование, используемое в этом эксперименте, включает в себя:

1) сигма-призму бассейнового типа с ускорителем Ван-де-Граафа и бериллиевым источником нейтронов. Хотя в описываемых экспериментах используется бак и источник нейтронов от Ван-де-Граафа, соответствующие результаты могут быть получены с постоянным, достаточно сильным источником нейтронов в большом баке воды, как в опыте 5—5. В других отношениях процедура проведения опыта будет в основном та же, которая описывается ниже;

2) фанерную платформу с соответствующими держателями, помещаемую внутри бака, чтобы поддерживать слой буры;

3) буру как защиту от нейтронов. Она содержит бор с большим сечением поглощения тепловых нейтронов. Бор имеет такое сечение, которое делает его также достаточно эффективным и для нейтронов более высоких энергий. Бура упаковывается таким образом, чтобы она не загрязняла бассейн при случайном падении, причем упаковка должна быть достаточно прочной. Бура может быть, например, помещена в полиэтиленовые мешки, которые должны быть герметически закрыты, а затем помещены в картонные коробки и связаны тесьмой, что позволяет безопасно использовать буру в непосредственной близости к реактору или подкритической сборке и обеспечивает легкость в обращении и хранении;

4) два детектора нейтронов, например два BF_3-счетчика или две камеры деления. Один из них используется как монитор, а другой — для измерения потока нейтронов.

5—9.5. Процедура измерений. Первые измерения выполняются с водяной тепловой колонной. Бак перекрывают фанерным листом, на который помещают коробки с бурой. В центре, как раз под мишенью, находится камера деления или BF_3-счетчик. Этот счетчик должен быть снабжен Cd-фильтром толщиной 0,05 *см* так, чтобы можно было получить потоки тепловых и надтепловых нейтронов. Второй BF_3-счетчик помещается вблизи стены бака, как раз над наконечником мишени. Он действует как монитор, и все данные выражаются отношением отсчетов счетчиков в тепловой колонне к отсчетам монитора. Описанный ниже метод измерения потока обозначается как «геометрия 2». Уровень воды понижается до тех пор, пока скорость счета счетчика в тепловой колонне не становится равной примерно 1% от скорости счета монитора. Затем в этой точке начинают регистрировать число отсчетов счетчика в тепловой колонне на 105 отсчетов монитора вначале с голым счетчиком, затем со счетчиком, покрытым кадмием. Эти величины регистрируются при снижении уровня воды от уровня, при котором скорость счета счетчика в тепловой колонне составляет 1% от скорости счета монитора (это наступает при толщине воды над мишенью около 50,8 *см*), вниз на 20,3—

25,4 *см* (или когда нейтронный и γ-фон становится слишком высоким с точки зрения безопасности).

5—9.6. Результаты и обсуждения. Результаты (скорость счета на 10^5 счетов монитора в зависимости от толщины воды над источником) приведены на рис. 5.9.2, геометрия 2. Другой метод измерения потока, обознача-

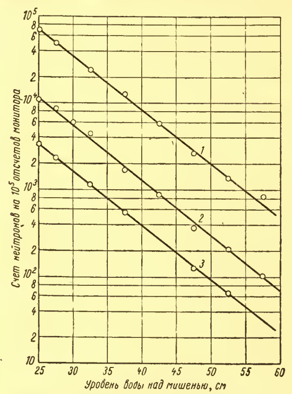


Рис. 5.9.2. Распределения плотности потока, наблюдаемые в геометрии 1 и геометрии 2: *1* — геометрия 1; *2* — геометрия 2; *3* — геометрия 1 с кадмиевым покрытием.

емый как геометрия 1, предусматривает устройство ниши со стороной около 45,72 *см* над концом мишени и устройство в этой нише небольшого «домика» со стенками из буры толщиной от 10,16 до 15,24 *см*. Затем счетчик помещают внутрь этого домика. Результаты, полученные этим

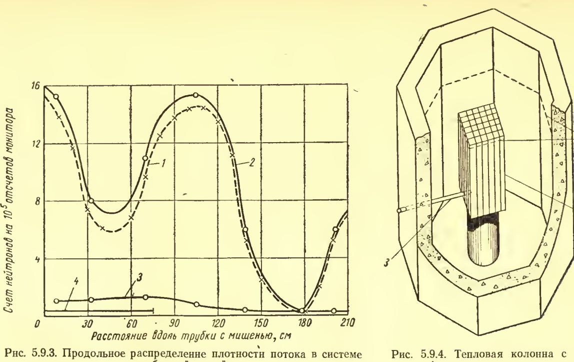


Рис. 5.9.3. Продольное распределение плотности потока в системе с обычной водой:

1 — плотность потока тепловых нейтронов (полученная вычитанием); *2* — полная плотность потока (экспериментальная), кадмия нет; *3* — плотность потока надтепловых нейтронов (экспериментальная); *4* — наконечник.

Рис. 5.9.4. Тепловая колонна с графитовым замедлителем:

1 — уровень воды; *2* — тепловая колонна из графита; *3* — трубка с мишенью.

методом, представляются графиком, обозначенным на рис. 5.9.2 как геометрия 1.

С необходимым по условиям безопасности количеством воды в бассейне измеряется полный поток нейтронов и поток надтепловых нейтронов как функция места положения счетчика, сначала вдоль линии параллельной трубки источника, а затем — перпендикулярно этой линии в точке, где счет в первом направлении имеет максимум. Результаты строятся в виде графика (рис. 5.9.3). График потока тепловых нейтронов получается вычитанием потока надтепловых нейтронов из полного потока нейтронов.

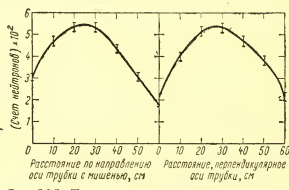


Рис. 5.9.5. Продольное и перпендикулярное распределение плотности потока нейтронов в графитовой колонне

При выключенном ускорителе Ван-де-Граафа устанавливается графитовая тепловая колонна. Она изготовляется из 36 блоков графита реакторной чистоты каждый размером $10,16 \times 10,16 \times 127$ *см*³, выложенного по квадратному сечению по 6 блоков в каждом ряду, так что получается тепловая колонна $60,96 \times 60,96 \times 124,42$ *см*³. Два блока графита снабжены полукруглым отверстием на одной из сторон, так что они могут быть расположены вокруг трубки источника.

На рис. 5.9.4 показана тепловая колонна с графитовым замедлителем. Дальнейшая процедура аналогична той, которая использовалась при измерениях с водяной тепловой колонной. Отсчеты счетчика в тепловой колонне на 10^5 отсчетов монитора регистрируются по мере подъема уровня воды в баке с течением времени. Когда уро-

вень воды поднимается до своего первоначального положения, пространственное распределение потока нейтронов снова измеряется посредством замеров в нескольких различных местах (преимущественно в центре каждого графитового блока). Полученные результаты изображены графически на рис. 5.9.5.

Опыт 5—10. Альбедо нейтронов

5—10.1. Цель (постановка задачи). Целью этого эксперимента является измерение альбедо (коэффициентов отражения) тепловых нейтронов для нескольких веществ.

5—10.2. Теория [147—149]. Коэффициент отражения или альбедо нейтронов определяется как отношение тока нейтронов, выходящего с поверхности, к току нейтронов, входящему в нее:

$$\beta = \frac{J_{out}}{J_{in}}. \qquad (5.10.1)$$

При этом предполагается, что в отражающем материале нет источников нейтронов. Для тяжелых материалов, размеры которых велики в сравнении с длиной рассеяния нейтронов, можно ожидать удовлетворительного описания явления отражения на основе диффузионной теории. Кроме того, так как теоретические выводы из рассмотрения бесконечной плоской геометрии дают относительно простые соотношения и так как плиты материалов легко получить, то было решено выполнить описываемый эксперимент в плоской геометрии. Для нее, в соответствии с диффузионной теорией, имеем:

$$J_{out} = \frac{1}{4}\varphi + \frac{1}{2}D\frac{d\varphi}{dx}; \qquad (5.10.2)$$

$$J_{in} = \frac{1}{4}\varphi - \frac{1}{2}D\frac{d\varphi}{dx}, \qquad (5.10.3)$$

где φ — плотность потока и D — коэффициент диффузии материала, альбедо которого определяется.

Отношение уравнения (5.10.2) и (5.10.3) выражается как

$$\beta = \left[\frac{\left(\frac{\varphi}{4}\right) + \left(\frac{D}{2}\right)\frac{d\varphi}{dx}}{\left(\frac{\varphi}{4}\right) - \left(\frac{D}{2}\right)\frac{d\varphi}{dx}}\right]_{x_0}, \qquad (5.10.4)$$

где x_0 — абсцисса на границе раздела.

Плотность потока и его производная для пластины с толщиной a даются выражениями:

$$\varphi = C \operatorname{sh} k(a-x); \qquad (5.10.5)$$

$$\frac{d\varphi}{dx} = -kC \operatorname{ch} k(a-x). \qquad (5.10.6)$$

На поверхности раздела $x=0$ и, следовательно

$$\beta = \frac{\operatorname{sh} ka - 2Dk \operatorname{ch} ka}{\operatorname{sh} ka + 2Dk \operatorname{ch} ka} - \frac{1-2Dk \coth ka}{1+2Dk \coth ka}, \qquad (5.10.7)$$

где k равно $1/L$.

Так как

$$\lim_{ka \to \infty} \coth ka = 1, \qquad (5.10.8)$$

то для пластин бесконечной толщины

$$\beta_\infty = \frac{1-2kD}{1+2kD}. \qquad (5.10.9)$$

Однако уравнение (5.10.8) аппроксимируется очень хорошо величиной $ka=2{,}5$, так как $\coth 2{,}5=1{,}0136$ и альбедо для соответствующей величины a в случае воды не сильно отличается от альбедо, полученного для случая, когда a действительно бесконечно. Различие составляет не более 1%. Поэтому для наших целей величина a будет обозначаться как $a_\infty=2{,}5/k$.

5—10.3. Метод. Чтобы моделировать плоскую геометрию, нужно использовать или очень узкий тепловой пучок нейтронов, или плиты, размеры которых в направлении, перпендикулярном к пучку, были бы такими, чтобы геометрия приближалась к бесконечной. Однако так как желательно измерить альбедо для нескольких толщин материала, то для облегчения нужно выбирать материал, свойства которого по отношению к тепловым нейтронам таковы, что относительно малые толщины дадут вполне измеримое различие в альбедо.

В разд. 5—10.2 было показано, что эффективная и бесконечная толщина могла бы быть аппроксимирована как

$$a_\infty = 2{,}5L. \qquad (5.10.10)$$

В табл. 5.10.1 приведены некоторые важные параметры для Fe и Mn — двух удобных материалов в сравнении с графитом, который может рассматриваться как неудобный материал с точки зрения его использования, так как a_∞ для него очень большое. Это не означает, что графит не хорош как отражатель. Он используется для таких целей во многих промышленных реакторах. Железо рекомендуется использовать из-за его дешевизны и доступности. Экспериментальный метод должен быть ясен из проведенного обсуждения. Дальнейший шаг — сборка тепловой колонны, как описано в опыте 5—9, при этом нужно быть особенно внимательным при размещении над ней «домика», экранированного бурой, чтобы удалить нежелательные тепловые нейтроны над плитой. Железная плита монтируется над тепловой колонной, и затем измеряются отраженные и падающие потоки нейтронов. Их отношение и даст искомую величину альбедо.

Таблица 5.10.1

Некоторые свойства отражателей нейтронов

Материал	Порядковый номер	Массовая плотность ρ, $г/см^3$	Длина свободного пробега, *см*			Длина диффузии *L*, *см*	Коэффициент диффузии *D*	„Бесконечная" толщина отражателя a_∞, *см*
			до поглощения λ_a	до рассеяннния λ_s	полная λ_t			
Fe	26	7,86	4,65	1,07	0,870	1,27	0,345	3,18
Mn	25	7,20	0,962	5,52	0,820	0,898	0,839	2,24
C	6	1,60	3,845	2,60	2,60	54,4	0,778	136

5—10.4. Процедура измерений и оборудование. Тепловая колонна собирается, как описано в опыте 5—9. Над ней помещается экран из буры и подставка (на полпути расстояния от конца тепловой колонны до экрана) для размещения стальных плит. В опыте используются 20 плит из углеродистой стали толщиной 0,16 *см* и шириной 60,96 *см*. Два счетчика тепловых нейтронов или фольги, хорошо защищенные друг от друга, с наименьшими возможными размерами должны быть расположены так, чтобы один из них видел падающий пучок, а другой — отраженный пучок (см. рис. 5.10.1). Они должны быть смонтированы возможно ближе к центру

плит, чтобы наилучшим образом аппроксимировать бесконечную геометрию, и располагаться более симметрично в перпендикулярном направлении. В начале измеряется фон с тепловым пучком без железных плит. Затем эксперимент повторяется при добавлении железных плит до момента, когда альбедо остается постоянным.

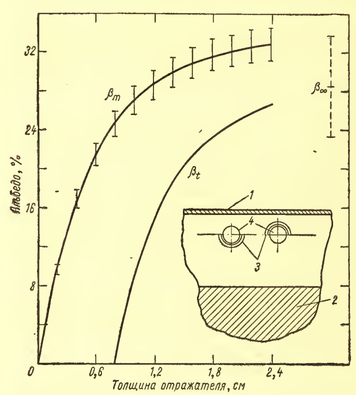


Рис. 5.10.1. Геометрия опыта. Теоретическое β_t и измеренное β_m альбедо нейтронов в зависимости от толщины отражателя: *1* — отражатель; *2* — тепловая колонна; *3* — кадмиевые полуцилиндры; *4* — BF_3-счетчики.

5—10.5. Результаты и обсуждения. Строится график отношения отраженного и падающего потоков в зависимости от толщины железа. Вносятся поправки на фон. Должна получиться кривая, подобная обозначенной ин-

дексом β_m* на рис. 5.10.1. Из этих результатов можно получить также следующее:

1) оценить бесконечную толщину a_∞, экстраполировав данные, если это необходимо. Величина a_∞ должна дать значение $k=1/L$;

2) данные могут быть аппроксимированы уравнением

$$\beta=\frac{1-\alpha \operatorname{cth} ka}{1+\alpha \operatorname{cth} ka}, \qquad (5.10.11)$$

откуда можно получить величины α. Так как $\alpha=2kD$ [см. уравнение (5.10.7)], то можно получить также величину D;

3) полезно сравнить полученные результаты с данными табл. 5.10.1. Альбедо, выраженное в процентах, наносится на график в зависимости от толщины железного отражателя, как показано на рис. 5.10.1. Кривая β_t построена на основании уравнения (5.10.11), константы для которого взяты из табл. 5.10.1. Кривая β_m дает измеренные величины альбедо. Приводимые ошибки — только статистические. Точка β_∞ рассчитана из уравнения (5.10.11) на основе опубликованных экспериментальных данных, и ошибки для β_∞ являются полными ошибками.

---

* Измеренное альбедо.

Глава 6

ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ТРЕБУЮЩИЕ ПОДКРИТИЧЕСКОЙ СБОРКИ И ПОСТОЯННОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

Опыт 6—1. Периоды групп запаздывающих нейтронов

6—1.1. Введение. Среди многих продуктов деления U^{235} имеется, по крайней мере, шесть, которые испускают не только β-частицы и γ-лучи, но также и нейтроны в процессе превращения в устойчивые ядра. Эти нейтроны, которые составляют очень малую часть от полного числа нейтронов, испускаемых в процессе деления, испускаются с периодами полураспада, которые являются характеристикой продуктов деления, называемых предшественниками. Периоды полураспада лежат в интервале от долей секунды до 57 *сек.* Свыше 99% нейтронов в реакторе являются, однако, нейтронами, испаряющимися из осколков деления в течение времени порядка 10^{-17} *сек* после расщепления делящегося ядра. Поэтому последние нейтроны называются мгновенными, а нейтроны, испускаемые с запаздыванием, — запаздывающими.

6—1.2. Цель (постановка задачи). Цель этого эксперимента — измерение периодов испускания запаздывающих нейтронов.

6—1.3. Теория и метод. Так как распад предшественников запаздывающих нейтронов является статистическим процессом, мгновенная скорость протекания которого зависит от числа предшественников, существующих в данное мгновение, то применима теория радиоактивного распада (см. гл. 2). Если продолжительная вспышка нейтронов введена в подкритическую сборку и на-

блюдается спад числа нейтронов внутри сборки, после того как вспышка или активация закончилась, то можно получить данные, которые позволят построить полулогарифмический график от времени после прекращения активации. Этот график будет кривой линией, так как предшественники группы запаздывающих нейтронов распадаются с различными периодами полураспада. Эти периоды полураспада могут быть разложены на отдельные прямые линии, как описано в гл. 2. Кроме периодов полураспада групп запаздывающих нейтронов экстраполяция этих прямых линий к нулевому времени позволит оценить относительный выход соответствующих ядер — предшественников при делении.

6—1.4. Материалы и аппаратура. Размножающая система, используемая в этом опыте, — подкритическая сборка с естественным ураном и водой в качестве замедлителя. Необходимая активация производится электростатическим генератором Ван-де-Граафа, используемого в качестве источника нейтронов. Однако необходимая активация может быть произведена постоянным источником нейтронов, таким, например, как сильный Pu — Be-источник. Импульсный режим может быть достигнут при помощи любого механизма, который быстро удалял бы источник из среды. Оборудование для детектирования нейтронов состоит из подходящего BF_3-счетчика с соответствующей электронной аппаратурой. В используемом методе применяется градуированный генератор, который управляет пересчетным устройством, настроенным на желаемый счет.

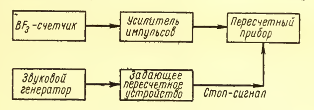


Рис. 6.1.1. Блок-схема электронной аппаратуры.

В конце заданного счета это пересчетное устройство автоматически останавливается. Временные интервалы для счета получают настройкой частоты генератора. Интервалы между отсчетами контролируют вручную. В об-

щем случае счетные интервалы будут много короче, чем промежутки времени между ними, но длительность счетного интервала может быстро изменяться настройкой либо генератора, либо специального пересчетного устройства, играющего роль задатчика времени. Детали временных и счетных цепей даны на блок-схеме рис. 6.1.1.

6—1.5. Процедура измерений. Перед тем как размножающая система активируется, необходимо измерить фон нейтронов, обусловленных главным образом спон-

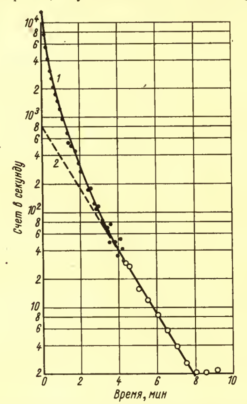


Рис. 6.1.2. Распад групп запаздывающих нейтронов (экспериментальная кривая *1*, поз. *1*). Первая операция срыва выделяет группу запаздывающих нейтронов с периодом 57 *сек* (производная кривая *1*, поз. *2*):

пунктир — экстраполированный период полураспада $T_{1/2} = 57$ *сек*.

Таблица 6.1.1

Экспериментальные данные по изучению групп запаздывающих нейтронов (фон 15,75 *отсчет/сек*)

Время, *мин*	Счетный интервал, *сек*	Полный счет	„Чистый" счет	Скорость счета, *отсчет/сек*
0,05	0,2	2717	2714	13570
0,15	0,2	1494	1491	7455
0,25	0,2	1104	1101	5505
0,35	0,2	816	813	4005
0,45	2	6122	6090	3045
0,55	2	5179	5147	2574
0,65	2	4138	4106	2053
0,75	2	3548	3516	1758
0,85	2	3030	2998	1499
0,95	2	2598	2566	1283
1,05	2	2268	2236	1118
1,15	2	1923	1891	946
1,25	2	1699	1667	839
1,35	2	1425	1383	692
1,45	2	1211	1179	540
1,55	2	1055	1023	512
1,65	2	1001	969	485
1,75	2	914	882	441
1,85	2	775	743	372
1,95	2	688	656	328
2,05	2	578	546	273
2,15	2	564	532	266
2,25	2	508	476	238
2,35	2	443	411	206
2,45	2	379	347	174
2,55	2	388	356	178
2,65	2	331	249	150
2,75	2	280	248	124
2,85	2	250	218	109
2,95	2	262	230	115
3,05	2	232	20	100
3,15	2	224	192	96
3,25	2	182	150	75
3,35	2	163	131	66
3,45	2	161	129	65
3,55	2	129	97	49
3,65	2	137	105	53
3,75	2	131	99	50
3,85	2	128	96	48
3,95	2	100	68	34
4,05	2	136	104	52
4,15	2	111	79	40
4,25	2	91	59	30

Продолжение табл. 6.1.1

Время	Счетный интервал, *сек*	Полный счет	„Чистый" счет	Скорость счета, *отсчет/сек*
4,35	2	87	55	28
4,55	20	857	542	27
5,05	20	621	306	15
5,55	20	549	234	11
6,05	20	454	139	7
6,55	20	427	112	6
7,05	20	391	76	4
7,55	20	374	49	2
8,05	20	319	40	2
8,55	20	354	39	2
9,05	20	359	44	2

Таблица 6.1.2

Разложение экспериментальной кривой *1* на рис. 6.1.2

Время, *мин*	Скорость счета, взятая из экспериментальной кривой *1*, *отсчет/сек*	Скорость счета, взятая из производной кривой *1*, *отсчет/сек*	Скорость счета, использованная для построения экспериментальной кривой *2* на рис. 6.1.3, *отсчет/сек*
0,2	6800	720	6180
0,4	3900	620	3280
0,6	2400	530	1870
0,8	1600	450	1150
1,0	1200	400	800
1,2	850	335	515
1,4	640	285	355
1,6	480	245	235
1,8	375	215	160
2,0	290	180	110
2,2	235	155	80
2,4	190	130	60
2,6	150	115	35
2,8	125	96	29
3,0	100	84	16
3,2	80	70	10

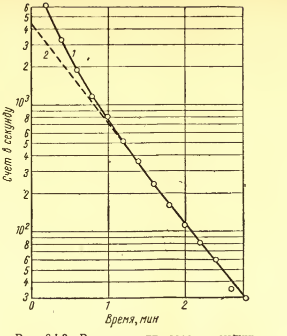


Рис. 6.1.3. Распад групп запаздывающих нейтронов (экспериментальная кривая *2*, поз. *1*). Вторая операция срыва выделяет группу запаздывающих нейтронов с периодом 24 *сек* (производная кривая *2*, поз. *2*).

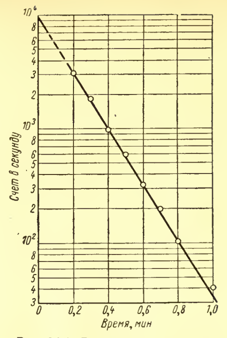


Рис. 6.1.4. Распад групп, запаздывающих нейтронов. Третья операция срыва выделяет группу запаздывающих нейтронов с периодом 7,2 *сек*.

Таблица 6.1.3

Разложение экспериментальной кривой *2* на рис. 6.1.3

Время, *мин*	Скорость счета, взятая из экспериментальной кривой 2, *отсчет/сек*	Скорость счета, взятая из производной кривой 2, *отсчет/сек*	Скорость счета, использования для построения экспериментальной кривой на рис. 6.1.4, *отсчет/сек*	Время, *мин*	Скорость счета, взятая из экспериментальной кривой 2, *отсчет/сек*	Скорость счета, взятая из производной кривой 2, *отсчет/сек*	Скорость счета, использования для построения экспериментальной кривой на рис. 6.1.4, *отсчет/сек*
0,2	6200	3100	3100	0,7	1450	1250	200
0,3	4400	2600	1800	0,8	1150	1050	100
0,4	3200	2150	1050	0,9	960	860	70
0,5	2400	1800	600	1,0	700	720	40
0,6	1800	1500	300	—	—	—	—

танными делениями. Этот фон будет использован для поправок показаний, снятых во время опыта. В настоящем эксперименте активная зона активировалась в течение 10 *мин*, чтобы полностью проявились все источники запаздывающих нейтронов. По окончании активации началась процедура счета. Счетные интервалы варьировались, чтобы скомпенсировать уменьшающуюся активность зоны, как это можно видеть из табл. 6.1.1.

Для использования экспериментальных данных нужно свести регистрируемый счет к счету в секунду, как показано во второй колонке табл. 6.1.1. Эти данные в полулогарифмическом масштабе приведены на рис. 6.1.2. Экспериментальные результаты нанесены как черные точки и светлые кружки. Светлые кружки показывают, что эти экспериментальные точки попадают на прямолинейную часть экспериментальной кривой. Применение метода с р ы в а (или о т с л а и в а н и я) к экспериментальной кривой приводит к производной кривой, обозначенной пунктиром на рис. 6.1.2, которая представляет наибольший из существующих периодов. Различие между этой и экспериментальной кривой видно из табл. 6.1.2. Эти данные были затем построены, как показано на рис. 6.1.3, чтобы получить экспериментальную кривую *2*, и процедура срыва была повторена, что дало производную кривую *2*. В табл. 6.1.3 и на рис. 6.1.4 показаны результаты этого последнего, практически возможного срыва.

Проекция различных кривых распада к нулевому времени дает относительные выходы трех регистрируемых предшественников запаздывающих нейтронов.

6—1.6. Результаты и обсуждения. В табл. 6.1.4 сравниваются результаты рассмотренного эксперимента с опубликованными данными по относительным выходам и периодам полураспада предшественников запаздывающих нейтронов. Дальнейшие усовершенствования техники эксперимента позволили бы оценить периоды полураспада, более короткие, чем те, которые исследованы в этом опыте. Определение относительных выходов чрезвычайно чувствительно к наклону и значениям экстраполированных данных, и получаемые результаты в общем ненадежны.

Таблица 6.1.4

Результаты эксперимента

Период полураспада, *сек*		Относительный выход	
описываемый эксперимент	опубликованные данные [151]	описываемый эксперимент	опубликованные данные [151]
57,0	55,72±1,28	0,09	0,17
24,0	22,72±0,71	0,45	1,10
7,2	6,22±0,23	1,00*	1,00*

* Выход этой группы запаздывающих нейтронов принят равным 1, другие выходы нормированы на эту группу.

Опыт 6—2. Статическое определение коэффициента умножения системы

6—2.1. Цель (постановка задачи). Целью этого эксперимента является определение коэффициента умножения M и эффективного коэффициента размножения $k_{эфф}$ для полностью загруженной подкритической активной зоны данной конфигурации посредством процедуры, известной как приближение к критическому состоянию.

6—2.2. Теория и метод. Если поместить посторонний источник нейтронов в подкритическую сборку, то в ней будет достигнуто равновесное распределение нейтронов.

Коэффициент умножения такой системы определяется как отношение суммарного потока нейтронов, генерируемых как источником, так и в процессе деления к потоку нейтронов, обусловленному одним источником. Если $k_{эфф}$ — эффективный коэффициент размножения среды и если источник испускает Q тепловых нейтронов в секунду, то $Qk_{эфф}$ будет произведено в конце первого поколения, $Qk^2_{эфф}$ — в конце второго поколения и т. д.

Из только что приведенных соображений коэффициент умножения может быть выражен как геометрический ряд:

$$M = \frac{Q + Qk_{эфф} + Qk^2_{эфф} + \ldots}{Q}. \qquad (6.2.1)$$

Если число поколений очень велико (строго говоря, бесконечно) и если $k_{эфф} < 1$, то

$$M = \frac{1}{1 - k_{эфф}}. \qquad (6.2.2)$$

Для размножения только на мгновенных нейтронах имеем

$$M_p = \frac{1}{1 - (k_{эфф} - \beta)},$$

где M_p — коэффициент умножения на мгновенных нейтронах, а β — эффективная доля запаздывающих нейтронов.

Если утечка нейтронов отсутствует, то $k_{эфф} = k_\infty$.

Обычно выполняются следующие экспериментальные операции. Измерение плотности потока тепловых нейтронов производится одним или большим числом счетчиков при фиксированном их положении в сборке. Первый отсчет делается без источника и топлива, что дает начальный фон. Второй отсчет производится с источником, но без топлива. Последующие отсчеты делаются после каждого последовательного увеличения загрузки: при первом увеличении загрузки отсчет производится с отсутствующим источником, что дает фон. Затем делается отсчет с источником. Этот процесс продолжается до тех пор, пока подкритическая сборка не будет полностью загружена. Для каждой загрузки после соответствующих поправок на фон рассчитывают соотношение счета с топливом к счету без топлива. Это и будет коэффициентом умноже-

ния. Построение зависимости обратной величины коэффициента умножения от массы топлива в сборке даст величину $k_{эфф}$ для каждой точки загрузки, которая, за исключением $k_{эфф}$ при полной загрузке, близкой к критической, очень зависит от положения счетчика и загрузки. Если положение счетчиков изменялось, были бы получены различные кривые. Однако все эти кривые проявляли бы тенденцию сходиться к общей точке, когда сборка подходит все ближе и ближе к критической. В критической точке кривые слились бы, так как превалируют только основные гармоники лапласиана. В подкритических состояниях другие гармоники играли бы большую роль. В области, близкой к критической, несколько кривых дали бы одну и ту же величину $k_{эфф}$. Некоторые детали сложных подкритических измерений, относящиеся, в частности, к измерению коэффициента умножения и $k_{эфф}$, даны в приложении к этому эксперименту. Для сборки, которая может стать критической, процесс загрузки обычно заканчивается вблизи критичности, хотя при должной осторожности можно даже достичь критичности. Однако для описываемого эксперимента это не является необходимым. Посредством экстраполяции полученной кривой к нулю можно получить величину критической массы [152].

6—2.3. Материалы и аппаратура. Устройство для детектирования нейтронов, используемое в описываемом эксперименте, представляет собой пропорциональный BF_3-счетчик, помещенный внутри длинной водонепроницаемой трубки из нержавеющей стали (удлинитель). К другому концу этой трубки подсоединен предусилитель. Другими составляющими счетной схемы являются усилитель, источник питания, пересчетное устройство и таймер (который может быть вмонтирован в шасси пересчетного устройства). Если используемый BF_3-счетчик велик (в данном опыте, например, у него диаметр активного объема 2,54 *см* и длина 22,86 *см*), то может стать необходимой пустая алюминиевая топливная трубка для размещения счетчика при малом отношении объема замедлителя к топливу ($\sim 1{,}5$). Если используется небольшой BF_3-счетчик (диаметр активного объема 0,63 *см* и длина 2,54 *см*), то он может быть помещен в воду между стержнями. В этом случае два люцитовых кольца должны быть надеты на счетчик, что-

бы держать его на одинаковом расстоянии от соседних топливных стержней.

В опыте используется Pu—Be-источник нейтронов с интенсивностью $1{,}6 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек.* Этот источник помещается в наполненную водой центральную топливную трубку на верху 38,73-сантиметрового алюминиевого ци-

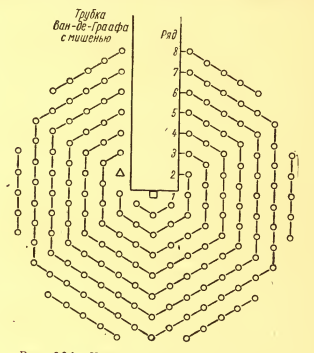


Рис. 6.2.1. Устройство подкритической сборки РПИ [153]:

○ — положение топливных стержней; △ — положение BF-счетчика; □ — положение Pu—Be-источника.

линдра, опирающегося на дно этой топливной трубки. Геометрия активной зоны показана на рис. 6.2.1.

6—2.4. Процедура измерений. Для того чтобы получить результаты, показанные на рис. 6.2.2 и 6.2.3, а также в табл. 6.2.1, большой BF_3-счетчик помещался в наполненную водой алюминиевую трубку вместо топливного стержня, как показано на рис. 6.2.1. Так как подкритическая сборка была полностью загружена, приме-

нялась экспериментальная процедура, обратная описанной в разделе 6—2.2. Первые отсчеты были сделаны с источником и без источника. Один гексагональный ряд топливных стержней был затем удален из активной зоны

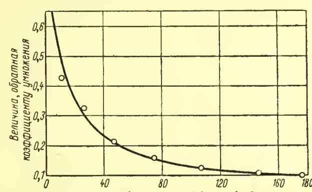


Рис. 6.2.2. Зависимость величины обратного коэффициента умножения от загрузки реактора топливом.

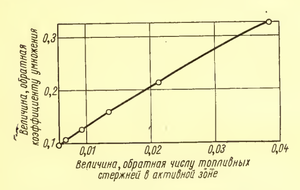


Рис. 6.2.3. Зависимость обратной величины коэффициента умножения от обратной величины загрузки реактора топливом.

(ряды на рис. 6.2.1 пронумерованы цифрами 1—8) и были сделаны соответствующие измерения потока с источником и без него. Отсчет без источника представляет собой фон от нейтронов спонтанного деления и других источников, таких, как космические лучи.

Результаты измерений и расчеты

Ряды, еще оставшиеся в активной зоне	Число стержней в активной зоне	Счет с источником (средний), *отсчет/мин*	Счет без источника, *отсчет/мин*	„Чистый" счет[1] (средний), *отсчет/мин*	$1/M$	$k_{эфф}$
1—8	176	21 852,9	1236,5	20 616,4	0,096	0,904
1—7	146	19 889,8	1061,8	18 828,0	0,105	0,895
1—6	107	16 808,6	855,3	15 953,3	0,124	0,876
1—5	74	13 185,7	645,1	12 540,6	0,158	0,842
1—4	47	9 764,7	434,1	9 330,6	0,212	0,788
1—3	26	6 399,9	256,0	6 143,9	0,323	0,677
1—2	11	4 798,5	145,5	4 653,0	0,427	0,573
1	3	2 874,6	46,5	2 828,1	0,702	0,298
0	0	1 986,2	0,8	1 985,4	1,000	0,000

[1] Счет с источником минус счет без источника.

Наконец, несколько подобных измерений было сделано вообще без топливных стержней (отсчеты счетчика производились с источником и без него). Действительный счет от источника был разницей между отсчетами с источником и без источника. Из этих данных может быть определен коэффициент умножения M для каждого размера активной зоны и данного положения счетчика. Коэффициент умножения будет отношением разницы показаний счетчика для данного размера активной зоны (скорость счета с источником минус скорость счета без источника) к соответствующей разнице для случая отсутствия топливных стержней в бассейне. Эффективный коэффициент размножения $k_{эфф}$ при полной загрузке находится затем из уравнения (6.2.2). График зависимости обратной величины коэффициента умножения от числа топливных стержней в активной зоне был использован для определения критической массы сборки посредством экстраполяции кривой обратной величины коэффициента умножения к нулю. Интересное представление о данных может быть получено построением зависимости величины, обратной коэффициенту умножения, от величины, обратной числу стержней, или от величины, обратной массе топлива, как показано на рис. 6.2.3.

6—2.5. Результаты и обсуждения. Как уже говорилось, на рис. 6.2.2 и 6.2.3 и в табл. 6.2.1 приведены результаты рассмотренного эксперимента. Если все 176 топливных стержней находятся на своих местах, коэффициент умножения M равен 10,4. Соответственно эффективный коэффициент размножения будет:

$$k_{эфф} = 1 - \frac{1}{M} = 1 - \frac{1}{10,4} = 0,904. \qquad (6.2.3)$$

Кривая на рис. 6.2.2 показывает, что для того чтобы изучаемый подкритический реактор приблизился к критическому, потребовалось бы бесконечно большое количество топлива, так как кривая приближается к асимптотической величине. Кривая на рис. 6.2.3, будучи экстраполирована к нулевому значению величины, обратной числу присутствующих стержней (т. е. к бесконечному количеству топливного материала), показывает, что для данного расположения топливных стержней сборка никогда не станет критической и будет иметь $k_{эфф}$, равный $\sim 0,955$. До настоящего времени никому не удалось получить критическую размножающую систему из естественного урана и легкой воды. В этом отношении представляет известный интерес работа Перссона [154] по исследованию решеток вода — естественный уран. Так как данный эксперимент описывает результаты, полученные со счетчиком в одном положении, другие подобные эксперименты могли бы быть проведены с детектором нейтронов, помещенным в различных точках активной зоны, чтобы подтвердить или опровергнуть сделанное заключение. Кроме того, загрузки с различными отношениями объемов замедлителя и топлива (т. е. конфигурация с различными размерами элементарной ячейки) дали бы интересные и поучительные результаты.

Приложение

Замечания к определению коэффициентов размножения

Не рассматривая метод пульсирующих источников нейтронов, перейдем к определению $k_{эфф}$ и k_∞, которое может быть выполнено в лаборатории статически с помощью одного из двух классических экспериментов.

Первый эксперимент основан на так называемом *приближении к критическому состоянию*, а второй — на *принципе экспоненциальной призмы*. Первый метод получения $k_{эфф}$ удобен, когда можно построить подкритические сборки,

дающие большие коэффициенты умножения. Второй метод полезен даже, когда значение $k_{эфф}$ достаточно далеко от единицы (в особенности, когда достижимые коэффициенты умножения малы и равны, например, 1,5 или 2). Методы приближения к критичности и экспоненциальной призмы обсуждаются Вейнбергом и Вигнером [155], Глесстоном и Эндлундом [156], а экспоненциальный метод — Барнсом и др. [157]. Опыт 6—2, основанный на приближении к критической сборке, относительно простой и является одним из старейших опытов в физике реакторов. Студенты, оканчивающие РПИ, проводили этот опыт. Полученная величина k_{∞} имеет значение $0,9 \pm 0,05$. Эта величина была найдена в системе, состоящей из легкой воды, 2500 *кг* естественного урана и при отношении объема замедлителя к топливу 1,5. Водяной отражатель был «бесконечен». Первоначально главной целью этого эксперимента было получить оценку критической массы размножающей системы. Однако, когда рассматривается подкритический режим реактора, в этом эксперименте желательно получить величину коэффициента размножения $k_{эфф}$, которая соответствует полностью загруженному реактору. Для этой цели эксперимент весьма прост и дает удовлетворительные результаты для величины $k_{эфф}$ подкритической системы, близкой к критической (т. е. для коэффициентов размножения M, лежащих приблизительно в интервале $10 < M < 20$). Этот метод особенно пригоден для размножающих сред, содержащих обогащенное топливо.

Для подкритических стационарных состояний, однако, имеется много проблем, на которые было бы желательно получить ответы и которые могут быть получены из последующих обсуждений техники проведения и результатов опыта 6—2.

Поместим счетчик в некоторое фиксированное положение. По многим причинам желательно иметь два или больше счетчиков в различных положениях. Некоторые из этих причин станут очевидными в ходе обсуждения. Положение первичного источника нейтронов выбирается так, чтобы оно было существенно центральным по отношению к загрузкам топлива. Загрузка топлива увеличивается. Для каждой загрузки коэффициент умножения для данного положения счетчика рассчитывается следующим образом: поток нейтронов, вызванный источником первичных нейтронов, плюс поток нейтронов, произведенный данной загрузкой, делятся на поток нейтронов, произведенный только источником первичных нейтронов (перед выполнением расчетов коэффициента умножения в данные вводятся соответствующие поправки). Если по завершению загрузки топлива (обычно вблизи зоны критичности) величины, обратные коэффициенту умножения и полученные для данного положения счетчика, нанесены в зависимости от соответствующей массы топлива, то получится некоторая кривая. Если эту кривую применить к потенциально критической системе, экстраполяция этой кривой к нулю должна дать критическую массу. Предположим, что данные, полученные со вторым счетчиком в положении, отличном от первого, построены таким же образом в зависимости от массы. Можно будет наблюдать, что коэффициенты умножения, даваемые двумя кривыми для той же самой загрузки, не совпадают, но показывают некоторое расхождение вплоть до загрузок, близких к критическим, когда две кривые почти совпадают. Кривые достигают точного совпадения для критической загрузки, если реактор может стать критическим.

Счетчики в различных фиксированных положениях покажут следующие характеристики. По отношению к оси масс счетчики, слишком близкие к первичному источнику нейтронов, дадут кривую коэффициента умножения, которая будет выпуклой. Счетчики, расположенные слишком далеко от первичного источника нейтронов, дадут кривую константы размножения, которая будет вогнутой. Можно выбрать такое положение счетчика, что получающаяся в результате кривая для коэффициента умножения будет прямой линией с отрицательным наклоном. Все эти кривые, однако, совпадут при критичности, когда играет роль только основная гармоника лапласиана. Все другие гармоники (т. е. собственные значения решения уравнения Гельмгольца или пространственно-волнового уравнения) быстро исчезают.

Интересно отметить, что если счетчик расположен очень близко к источнику (обычно это нежелательная геометрия), кривая стремится остаться плоской по отношению к оси загрузки до тех пор, пока загрузка не будет очень близкой к критической, после чего последовательное увеличение загрузки дает очень резкий спад кривой. До настоящего времени никто не смог построить критическую систему из легкой воды и естественного урана. Были получены величины k_∞, близкие к 0,98 [154]. Для подкритических реакторов такого типа две (или больше) кривые, получаемые посредством счетчиков, будут сильно расходиться, пока загрузка топлива мала, и постепенно сближаться по мере добавления топлива.

Когда загрузка станет очень большой, приближающейся к «бесконечной» массе, две кривые стремятся приблизиться к общей асимптотической линии, которая никогда не может пересечь ось масс независимо от количества используемого естественного урана. Поэтому все положения счетчика при полной, близкой к критической загрузке дадут тот же самый коэффициент умножения и соответственно ту же самую величину $k_{эфф}$. Некоторые из причин разброса точек на кривой коэффициента умножения становятся ясными из следующих качественных соображений. Решение асимптотического или общего уравнения реактора (которое, строго говоря, выполняется только для точек внутри голого реактора на расстояниях, больших нескольких длин пробега от границы) показывает, что $k_{эфф}$ в критическом состоянии зависит только от основной гармоники геометрического лапласиана, т. е. наинизших собственных значений пространственно-волнового уравнения. Для подкритических и надкритических состояний возбуждаются высшие гармоники геометрического лапласиана, так же как и основная гармоника (т. е. B_{02}, B_{12}^2, B_{22}^2). Для каждой гармоники имеется соответствующий коэффициент размножения (т. е. k_{0e}, k_{1e}, k_{2e}), поэтому величина $k_{эфф}$, коррелирующая с коэффициентом размножения M, сложной структуры. Вблизи критичности основная гармоника преобладает, и степень подавления высших гармоник определяется степенью близости к критичности.

Структура обсуждаемого $k_{эфф}$ правильна для голого реактора. Присутствие отражающих масс вблизи подкритического реактора изменяет распределение плотности потока по сравнению с голым реактором. Соответственно этот фактор еще усложняет структуру $k_{эфф}$. Изменение плотности потока очень заметно вблизи границы активной зоны и отражателя. Бесконечно толстый отражатель из легкой воды возвращает по грубой оценке 82% нейтронов, которые

ушли бы, если отражателя не было. Толщина воды, которая приблизительно эквивалентна бесконечно толстому отражателю, составляет велнчину всего только 5—7 *см.* Однако в случае графита эта эквивалентная «бесконечная» толщнна составляет 100—150 *см.* Поэтому в подкритическом реакторе из легкой воды и естественного урана возможно иметь бесконечно толстый отражатель из воды, пока он не будет намеренно удален, чтобы получнть строго голый реактор.

Основные геометрические лапласианы и соответствующие им гармоники изменяются от загрузки к загрузке, уменьшаясь с увеличением загрузкн. Это не так в случае экспоненцнального опыта, когда размеры фиксированы. Кроме того, проверка влияния на конечный результат положеиия источника первичных нейтронов по отношению к счетчику указывает на присутствие других усложняющих факторов. Вблизи источника распределение потока нейтронов, соответствующее чистому спектру деления, искажается двумя типами возмущений:

1) пространственных гармоник, связанных с источником первичных нейтронов;

2) энергетическим спектром нейтронов первичного источника.

Так как спектры нейтронов первичного источника и нейтронов деления разлнчны, вероятностн этим нейтронам остаться в системе имеют различное значение. Поэтому нейтроны первичного источника ослабляются не так, как иейтроны деления. Вдали от источника первичных нейтронов энергетический спектр является асимптотическим, и спектр нейтронов при любом положенин счетчика определяется свойствами размножающей среды. Вблизи зоны кртичности возмущения, отмеченные выше, стремятся исчезнуть, и в кртическом состоянии они действительно исчезают. Однако вдали от критического состояния возбуждаются все собственные функции. И так как все онн являются произведениями различных функций положения н энергни, полная функция распределения больше неразделима в пространстве и энергии. В этом случае первая основная теорема теории реакторов неприменима.

Экспоненциальные призмы (эквивалент приближения к критической системе для фиксированной загрузки) обычно имеют форму длинного прямоугольного параллелепипеда или цилиндра.

В принципе экспоненциальные прнзмы должны быть той же самой структуры и композиции, как и реакторы, моделями которых они являются и информацию о которых они дают в результате экспериментов. Однако онн имеют размеры от $^1/_2$ до $^1/_4$ размера действительного реактора, чтобы предотвратить возможную критичность во время исследований. Экспоненциальная призма требует первичного источника нейтронов для работы. Она является полезным ннструментом даже будучн существенно подкритической.

Распределение потока нейтронов в экспоненциальной призме вдали от нсточииков и граииц описывается приблизительио уравнеиием Гельмгольца. Соответственно в длинном цилиидре плотность потока в поперечном направлении, измереиная счетчиком, перемещаемым вдоль радиуса, показывает распределенне плотности потока, которое приблизительно описывается функцией Бесселя первого рода иулевого порядка при условии, что измерения сделаны далеко от границы и источника, как того требует решение уравнения Гельмгольца. Если измерения делаются вдоль оси цилиндра, измеиения

плотности потока нейтронов близки к экспоненциальному при условии, что измерения сделаны вдали от границ и источников. Для длинного параллелепипеда изменение плотности потока вдоль коротких осей x, y косинусоидальное (или синусоидальное, в зависимости от того, какое начало выбрано), а вдоль длинной оси z изменение плотности потока близко к экспоненциальному.

Ограничения для цилиндра и параллелепипеда одинаковы: измерения должны быть сделаны на некотором расстоянии от источников и границ. Для цилиндра и параллелепипеда это экспоненциальное изменение плотности нейтронов пропорционально $e^{-\lambda z}$, где λ — величина, обратная длине релаксации основной гармоники. Термин экспоненциальная призма происходит, конечно, от экспоненциального изменения плотности потока вдоль длинной оси. При изменении плотности потока можно получить аксиальные и радиальные лапласианы для цилиндрической экспоненциальной призмы и вертикальный z и горизонтальные x, y лапласианы для экспоненциальной призмы в виде параллелепипеда.

Нужно отметить, что приложение А к опыту 6—3 описывает метод подбора функции Бесселя первого рода нулевого порядка для описания экспериментальных данных, а в опыте 6—4 обсуждается метод получения вертикального лапласиана. В случае длинного (теоретически $z = \infty$) параллелепипеда экспериментальное соотношение, включающее в себя B_m^2, имеет вид

$$\lambda^2 = -B_m^2 + \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2,$$

где B_m^2 — материальный параметр; λ^2 — квадрат обратной длины релаксации основной гармоники (подразумевается преобладающей); a — экстраполированная длина параллелепипеда вдоль оси x; b — экстраполированная длина параллелепипеда вдоль оси y.

Из измерений λ, a и b можно получить величину B_m^2. Критический размер предполагаемого реактора задается B_m^2, так как в критическом состоянии геометрический лапласиан B_g^2 равен материальному лапласиану B_m^2 при условии, однако, что B_m^2 — положительная величина, иначе система не может быть сделана критической.

Казалось бы, что экспоненциальная призма не должна быть слишком далека от критичности, чтобы дать правильную величину B_m^2. Однако удовлетворительные величины B_m^2 были получены с экспоненциальной призмой [155] размером в одну четверть размера предполагаемого реактора, т. е. когда $4B_m^2 \approx (\pi/a)^2 + (\pi/b)^2$.

Чтобы рассчитать коэффициент размножения $k_{эфф}$ из B_m^2, необходимо знать квадрат длины диффузии L^2 и вероятность избежать утечки для быстрых нейтронов (т. е. $e^{-B_m^2 \tau}$ или $1 - B_m^2 \tau$, где τ — возраст Ферми). Нужно отметить, что опыты с экспоненциальной призмой дают B_m^2 для гомогенной системы, а также для гетерогенной системы, если размеры ячеек или решетки малы по сравнению с линейными размерами экспоненциальной призмы.

Опыт 6—3. Статическое определение радиального лапласиана

6—3.1. Введение. Одной из наиболее важных величин, измеряемых в опыте с подкритическим реактором, является материальный лапласиан B_m^2 [158]. Это такой параметр данной гомогенной или гетерогенной размножающей среды, который определяет критический размер реактора скорее с точки зрения материального состава, чем с точки зрения геометрии. Для случая непрерывной модели замедления было получено выражение для лапласиана B_m^2, удовлетворяющее так называемому *характеристическому или критическому уравнению Ферми*:

$$\frac{k e^{-B_m^2 \tau}}{1 + L^2 B_m^2} = 1. \qquad (6.3.1)$$

Так как в критическом состоянии реактора геометрический B_g^2 и материальный B_m^2 лапласианы должны быть равны, то пространственное распределение плотности потока может быть выражено уравнением Гельмгольца или пространственно-волновым уравнением, когда B_g^2 замещено B_m^2. Таким образом,

$$\nabla^2 \varphi + B_m^2 \varphi = 0. \qquad (6.3.2)$$

Для подкритической сборки РПИ, цилиндрической по форме, B_m^2 дается следующим выражением:

$$B_m^2 = \left(\frac{2,405}{R' + s}\right)^2 - \gamma^2, \qquad (6.3.3)$$

где R' — геометрический радиус активной зоны;
s — отражательная добавка (без отражателя R была бы экстраполированным радиусом активной зоны и $s = 0$) и γ — величина, обратная длине релаксации основной гармоники.

В уравнении (6.3.3.) член $[2,405/(R' + s)]^2$ является радиальным лапласианом, а γ^2 — вертикальным лапласианом. Нужно вспомнить, что материальный лапласиан B_m^2 для подкритического реактора отрицательный. Вдали

от источников, сильных поглотителей и границ распределение потока для цилиндра дается выражением

$$\varphi(r, z) \approx A e^{-\gamma z} J_0\left(\frac{2,405 r}{R'}\right), \qquad (6.3.4)$$

где A — постоянная; $J_0(2,405 \; r/R')$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка и R' — экспраполированный радиус, представляющий сумму R и s для реактора с отражателем.

Таким образом, измерение потока тепловых нейтронов при помощи фольг или счетчиков в радиальном и вертикальном направлениях должны дать величины γ и R, а следовательно, и B_{2m}. Построение натурального логарифма от потока тепловых нейтронов вдоль вертикальной линии, параллельной оси цилиндра, в зависимости от расстояния по вертикали z должно дать прямую линию с наклоном — γ, если точки взяты не слишком близко к источнику и границам реактора. Радиальный график плотности потока в зависимости от r может быть визуально экстраполирован к нулевой плотности потока или кривая может быть аппроксимирована функцией Бесселя первого рода нулевого порядка для определения R' (см. приложение A к данному эксперименту).

С этими величинами материальный параметр B_m^2 может быть рассчитан из уравнения (6.3.3).

6—3.2. Цель (постановка задачи). Цель данного эксперимента — определение радиального лапласиана измерениями плотности тепловых нейтронов посредством индиевых фольг и BF_3-счетчиков.

6—3.3. Теория и метод [158]. Распределение потока нейтронов в подкритической сборке не удовлетворяет пространственно-волновому уравнению (т. е. уравнению Гельмгольца) для критического реактора, но для относительно большой сборки изменение потока тепловых нейтронов на расстояниях, больших нескольких длин свободного пробега от границ и источников нейтронов, приближенно дается уравнением Гельмгольца:

$$\nabla^2\varphi + B_m^2\varphi = 0, \qquad (6.3.5)$$

где φ — плотность потока тепловых нейтронов и B_m^2 — материальный лапласиан, который является константой для данной сборки.

Для цилиндрической решетки решение уравнения (6.3.5) разделяется на произведение функции, зависящей от радиуса, $\theta(r)$ и функции, зависящей от z, $Z(z)$. Но так как эксперимент касается только измерений радиального лапласиана, то подходящим дифференциальным уравнением будет:

$$\frac{1}{\theta}\left(\frac{d\theta}{dr^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{d\theta}{dr}\right)=-\alpha^2, \qquad (6.3.6)$$

где α^2 — положительная константа, связанная с B_m^2 соотношением

$$B_m^2=\alpha^2-\gamma^2, \qquad (6.3.7)$$

где γ^2, в свою очередь, является положительной константой, связанной с вертикальным распределением плотности потока, т. е. $Z(z)$.

Уравнение (6.3.6) может быть переписано в виде

$$r^2\left(\frac{d^2\theta}{dr^2}\right)+r\left(\frac{d\theta}{dr}\right)+\alpha^2r^2\theta=0. \qquad (6.3.8)$$

Это уравнение подстановкой $u=\alpha r$ преобразуется в уравнение Бесселя нулевого порядка, а именно

$$u^2\left(\frac{d^2\theta}{du^2}\right)+u\left(\frac{d\theta}{du}\right)+u^2\theta=0. \qquad (6.3.9)$$

Решение уравнения (6.3.9) является суммой функций Бесселя нулевого порядка первого и второго рода $J_0(\alpha r)+Y_0(\alpha r)$. Физически допустимым решением является, однако, $J_0(\alpha r)$. Вследствие линейности дифференциального уравнения общее решение дается суммой членов:

$$\theta(r)=\sum_{n=1}^{\infty}A_nJ_0(\alpha_nr), \qquad (6.3.10)$$

где n — любое целое число.

Однако теория и предыдущие эксперименты показали, что для измерения плотности потока в области, не слишком близкой к источнику, поглотителям и границам, основной член (т. е. член с $n=1$) достаточен для получения хорошей точности, так как высшие гармоники пренебрежимо малы. Постоянная α может быть оценена из

граничного условия, по которому поток спадает до 0 на экстраполированном радиусе R. Оценка дает значение $2{,}405/R$. Поэтому

$$\theta(r) = AJ_0\left(\frac{2{,}405r}{R}\right). \qquad (6.3.11)$$

Из уравнения (6.3.7) очевидно, что радиальный лапласиан равен α^2, или $(2{,}405/R)^2$. Поэтому измерение радиальной плотности потока на постоянной высоте над источником должно дать график, из которого экстраполированный радиус может быть найден посредством либо визуальной экстраполяции, либо аппроксимации экспериментальной кривой функцией Бесселя нулевого порядка (см. приложение А к данному эксперименту). Как упомянуто в разделе 6—3.1, эти измерения могут быть сделаны с фольгами либо со счетчиками. В данном опыте были использованы маленький пропорциональный BF_3-счетчик и индиевые фольги.

6—3.4. Материалы и аппаратура. Активная зона была загружена 177 топливными стержнями (около 1912,5 *кг* естественного урана) в форме, представленной на рис. 6.3.1. Pu — Be-источник нейтронов ($1{,}6 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек*) был помещен в наполненную водой центральную трубку S наверху твердого алюминиевого стержня длиной 38,7 *см*, опирающегося на дно трубки.

Пропорциональный BF_3-счетчик имел активную длину 5,08 *см*, активный диаметр 0,635 *см* и газ BF_3, обогащенный до 96% изотопом B^{10}. Счетчик помещался в водонепроницаемую трубку из нержавеющей стали с внешним диаметром 0,95 *см* и длиной 243,84 *см*, чтобы получить счет на значительной глубине в активной зоне. В конце этой трубки был размещен предусилитель, чтобы компенсировать ослабление сигнала счетчика. Остальная электронная схема включает усилитель, источник питания и пересчетное устройство.

Облучаемые индиевые фольги были диаметром 2,69 *см* и 0,013 *см* толщиной. Каждая фольга помещалась между двумя тонкими алюминиевыми дисками, имеющими диаметр 2,86 *см*, чтобы защитить фольги от повреждения. Счетчик, используемый для определения активации фольг, представлял собой торцовый счетчик Гейгера — Мюллера с хорошей чувствительностью к β-частицам, но низкой чувствительностью к γ-лучам. Как счетчик Гейге-

ра — Мюллера, так и измеряемые фольги помещались в воспроизводимом положении в свинцовом домике. В измерениях использовались пересчетное устройство и два таймера.

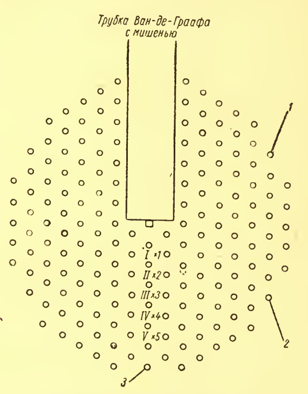


Рис. 6.3.1. Подкритическая сборка РПИ для измерения геометрического лапласиана:
1 — радиальное направление 1; *2* — радиальное направление 2; *3* — радиальное направление 3.

6—3.5. Процедура измерений. Описанная выше индиево-алюминиевая пачка фольг помещалась между урановыми пластинами в одну из топливных трубок, и эта трубка опускалась в активную зону в одном из положений (I—V), как показано на рис. 6.3.1. Фольги помещались на уровнях от B до F для каждого радиального положения (рис. 6.3.2.). Так как период полураспада индия

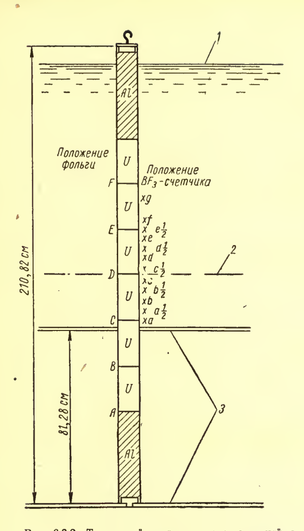


Рис. 6.3.2. Топливный стержень, используемый в измерениях геометрического лапласиана:
1 — уровень воды; *2* — наконечник мишени; *3* — алюминиевая рама активной зоны.

54 *мин*, то фольги оставлялись в сборке на время, большее 6,5 *ч*, чтобы достичь насыщения. Для каждого радиального положения, чтобы определить фон (главным образом вследствие спонтанного деления), были получены два ряда данных: первый получен с источником, находящимся в трубке S, а второй — с источником вне активной зоны. После того как фольги были удалены из бассейна, они отделялись от алюминиевой оболочки и выдерживались в течение 10 *мин* для распада короткоживущей активности. Затем каждая фольга помещалась под счетчик в свинцовый домик и обсчитывалась с каждой стороны в течение 10 *мин*. Каждый 10-минутный счет делился на время счета. Результат был поправлен на фон и обозначался как I — средняя скорость счета. Эта величина была преобразована к относительной активности насыщения посредством следующего отношения:

$$I_s = \frac{AI}{\left[e^{-\lambda t'} (1 - e^{-\lambda t}) \right]}, \qquad (6.3.12)$$

где A — константа; I — средняя скорость счета, исправленная на фон; t — время облучения; t' — время выдержки, т. е. время между концом облучения и началом счета; λ — постоянная распада для индия (0,01283 $мин^{-1}$).

Стандартизация процедуры счета позволяет выделить фактор A, который остается неизменным. Член, учитывающий, например, конечное время счета, включен в постоянную A. Хотя активности насыщения, приведенные в данном эксперименте, были рассчитаны из уравнения (6.3.12), могут быть использованы также и другие формулы, такие, как, например, приведенные в гл. 2 и приложении Б к опыту 5—1.

Для каждого положения фольги конечная скорость счета без источника вычитается из скорости счета с источником и строится график полученной разности. Когда используется BF_3-счетчик, то необходимо учесть, что маленький BF_3-счетчик может подниматься и опускаться в воде между топливными стержнями.

Счетчик поддерживается в центральном положении по отношению к соседним топливным стержням посредством колец, надетых на соединительный стержень (243,84 *см*) в трех точках. Верхняя алюминиевая пластина каркаса активной зоны ограничивает глубину, до которой может быть опущен счетчик. Радиальные измерения были про-

ведены на уровнях, вертикально расположенных через интервалы 10,16 *см* до конечной высоты 60,96 *см* над пластиной каркаса активной зоны.

Положения счетчика при радиальных измерениях в «направлении 3» перенумерованы цифрами от I до V на рис. 6.3.1. Данные могут быть также получены в соответствующих позициях в радиальных направлениях 2 и 1. Они вновь были получены с источником и без источника, и строился график разности двух показаний.

6—3.6. Результаты и обсуждения. Данные для кривой радиального распределения для каждого из двух методов измерений плотности потока приведены в табл. 6.3.1 и 6.3.2. Радиальные графики для различных вертикальных положений приведены на рис. 6.3.3 и 6.3.4. Для данных, полученных с маленьким BF_3-счетчиком, экстраполированные радиусы для вертикальных положений *a, b, c* и *d* равны соответственно 35,05; 34,79; 35,3 и 33,52 *см.* Любой конкретный экстраполированный радиус *R* находится визуально экстраполяцией касательной к радиальной кри-

Таблица 6.3.1

Относительные активиости насыщения для индиевых фольг (положеиие *B*)

Номер трубки	Счет, исправленный на фон, *отсчет/мин*		Поправочный коэффициент (времена облучения и выдержки)		Конечная поправленная относительная активность насыщения		Относительная активность насыщения (средняя), *отсчет/мин*	Средняя активность насыщения (конечный результат), *отсчет/мин*
	сторона 1	сторона 2	сторона 1	сторона 2	сторона 1	сторона 2		
				С источником				
I	365,9	292,7	3,870	4,405	1416,0	1289,3	1352,7	1337,2
II	310,6	213,8	3,870	5,795	1202,0	1239,0	1220,5	1203,3
III	246,1	223,0	3,850	4,405	947,5	982,3	964,9	968,9
IV	204,6	167,2	3,853	4,406	788,3	736,7	762,5	744,4
V	142,2	124,2	3,880	4,440	554,7	551,5	551,6	534,9
				Без источника				
I	5,2	2,3	3,840	4,395	20,0	10,0	15,0	—
II	2,8	2,4	3,850	9,880	10,8	23,7	17,2	—
III	6,3	2,9	1,703	1,949	6,2	5,7	6,0	—
IV	6,5	2,6	3,824	4,375	24,8	11,4	18,1	—
V	3,5	7,6	1,737	1,287	18,1	15,1	16,7	—

Таблица 6.3.2

Относительные скорости счета с маленьким счетчиком (положение A)

Позиция	Относительная скорость счета, *отсчет/мин*		Относительная скорость счета (конечный результат), *отсчет/мин*
	без источника	с источником	
I	330,7	22,0	308,7
II	305,1	20,0	285,1
III	279,2	19,2	260,2
IV	251,5	18,4	233,1
V	213,0	16,1	196,9

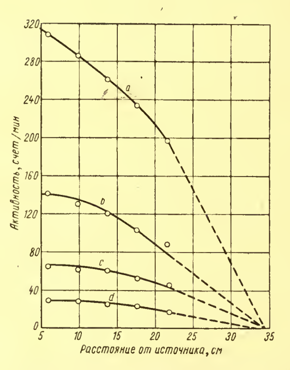


Рис. 6.3.3. Кривые радиального распределения потока, полученные с маленьким BF_3-счетчиком.

вой распределения от точки, где эффект отражателя становится видимым (рис. 6.3.5.). Одно из правил, учитываемых в отношении точки, в которой эффекты отражателей становятся заметными, то, что эти эффекты не проявляются на расстояниях, больших, чем длина миграции от

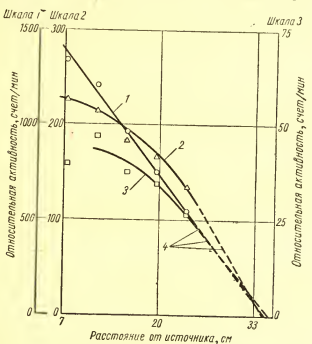


Рис. 6.3.4. Кривые радиального распределения потока, полученные с индиевыми фольгами:
1 — шкала 1; *2* — шкала 2; *3* — шкала 3; *4* — экстраполированные кривые.

края активной зоны. Если средняя величина $R = 13{,}6 \times \times 2{,}54$ *см*, то радиальный лапласиан равен

$$\alpha^2 = \left[\frac{2{,}405}{13{,}6 \cdot 2{,}54}\right]^2 = 4{,}84 \cdot 10^{-3}\ см^{-2}.$$

Для данных, полученных с индиевыми фольгами и представленных на рис. 6.3.4, экстраполированные радиусы для вертикальных положений B, C и D соответственно

равны: 13,5; 13,4 и 13,7 ($\times$ 2,54 *см*). Средняя величина 13,5 $\times$ 2,54 *см* дает радиальный лапласиан, равный

$$\alpha^2 = \left[\frac{2,405}{13,5 \cdot 2,54}\right]^2 = 4,91 \cdot 10^{-3}\ см^{-2}.$$

Визуальная экстраполяция плотности потока на рис. 6.3.3 оставляет желать лучшего. Пересечение с осью абсцисс, дающее нулевой поток, может быть в любом месте от 34,3 до 38,1 *см*. Были сделаны попытки подогнать кри-

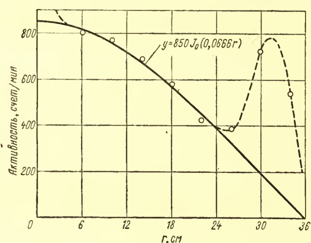


Рис. 6.3.5. Сравнение наилучшей функции Бесселя с экспериментальными точками.

вые Бесселя к кривым *a* и *b*, в результате получено пересечение при 38,1 *см*. Для этого пересечения величина радиального лапласиана становится $3,98 \cdot 10^{-3}$, в противоположность ранее рассчитанной величине $4,84 \cdot 10^{-3}$ $см^{-2}$.

Наилучшим решением проблемы для слабого источника нейтронов было бы:

1) взять за основу величину лапласиана, рассчитанную по кривой Бесселя, подобранной для точек, достаточно далеких от границы, чтобы исключить эффекты отражателя;

2) проводить радиальные отсчеты в вертикальных положениях ближе к источнику, чтобы получить более надежную кривую Бесселя.

Радиальные кривые для индиевых фольг (см. рис. 6.3.4) могут быть экстраполированы к нулевому потоку более точно. Вертикальное положение B не вызывает сомнения в том, где будет наблюдаться пересечение. Однако для кривых положения C и D вызывают большие сомнения.

Более сильный источник дал бы лучшие данные не только для индиевых фольг, но также для любого устройства, детектирующего нейтроны. Предварительные эксперименты показывают, что интенсивность источника 10^7 *нейтрон/сек* минимальна для получения более точных данных.

Приложение А

Подбор функции Бесселя первого рода нулевого порядка для экспериментальных данных

Аппроксимация функцией Бесселя первого рода нулевого порядка в радиальных измерениях плотности потока в цилиндрической размножающей системе может быть выполнена несколькими способами. Недавно Армандо Гравелли — аспирант, работающий в лаборатории реакторной физики РПИ, — развил один из таких методов. Он применил его к данным, полученным его группой при проведении измерений радиального параметра. В этом методе используется следующая процедура оценки функции $Y=AJ_0(\alpha r)$:

1. Декартовы координаты делятся на четыре квадранта.
2. В первом квадранте наносятся экспериментальные точки измеренной активности (скорости счета) в зависимости от соответствующего положения детектора.
3. В третьем квадранте строится некоторая функция $J_0(y)$ с ординатами y и абсциссами для соответствующих величин $J_0(y)$. Хотя величины y произвольны, они тем не менее должны быть выбраны так, чтобы $J_0(y)$ попадали в предназначенное место квадранта.
4. Через начало координат проводится пробная прямая линия во втором квадранте. Для экономии времени наклон этой линии выбирается равным максимуму активности, который, будучи известным, соответствовал бы величине A в произведении.
5. Из каждой экспериментальной точки P_i в первом квадранте проводится горизонтальная линия до пересечения с пробной линией во втором квадранте. Из точки пересечения с этой линией проводится вертикальная линия до пересечения с произвольной бесселевой функцией в третьем квадранте. Из этого второго пересечения в четвертый квадрант проводится горизонтальная линия до пересечения с вертикальной линией, проходящей через экспериментальную точку P_i. Обозначим это последнее пересечение Q_i.
6. Пункты 4 и 5 повторяются до тех пор, пока во втором квадранте не окажется прямая линия S, для которой наибольшее число точек Q_i не будет сгруппировано так близко, как задано возле прямой линии L, лежащей в четвертом квадранте и проходящей через начало.

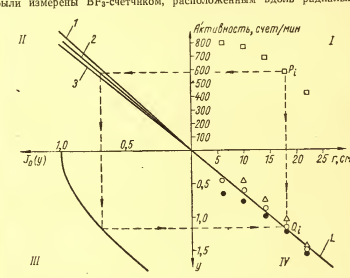
7. Велнчнна α определяется наклоном прямой L, а велнчнна A — наклоном прямой S.

Таблнца 6.3.3

Относительные скорости счета с маленьким BF_3-счетчиком

Положенне	Расстоянне от нсточнннка, *см*	„Чнстая" относнтельная скорость счета, *отсчет/мин*	Положенне	Расстояние от нсточнннка, *см*	„Чистая" относительная скорость счета, *отсчет/мин*
1	2	1897	6	22	425
2	6	805	7	26	386
3	10	769	8	30	725
4	14	690	9	34	540
5	18	582	—	—	—

В табл. 6.3.3 прнведены результаты экспернмента с подкрнтнческой сборкой РПИ, в которой скорости счета в актнвной зоне были измерены BF_3-счетчнком, расположенным вдоль радиального



Рнс. 6.3.6. Графнческнй метод Гравеллн для аппроксимацнн экспериментальных точек раднального распределення потока в цнлнндрнческом реакторе функцией Бесселя первого рода нулевого порядка:

1 — лнння, соответствующая точкам ○ ; *2* — лнння, соответствующая точкам ○ ; *3* — лнния, соответствующая точкам △ .

направлення на высоте 101,6 *см* от основання бака. Использовался Pu — Ве-нсточннк интенсивностью $1{,}6 \cdot 10^6$ *нейтрон/сек.* Актнвная зона содержала 171 топлнвный стержень в прнблнзнтельно цнлнндрической геометрнн.

Описываемая процедура изображена на графике рис. 6.3.6 для пяти экспериментальных точек, соответствующих положениям счетчика от 2 до 6, которые могут быть аппроксимированы функцией Бесселя. Три линии во втором квадранте показывают, что линия *2* во втором квадранте дает наилучший результат и приводит к следующим значениям: $\alpha = 0{,}0666$ *см*$^{-1}$; $A = 850$ *счет/мин.* Поэтому функция Бесселя, которая наилучшим образом соответствует экспериментальным точкам, будет: $Y = 850\ J_0(0{,}0666\ r)$. На рис. 6.3.5 эта кривая сравнивается с экспериментальными точками, и согласие оказывается хорошим. Пик вблизи и вне границы активной зоны и отражателя обусловлен влиянием отражателя на распределение плотности потока.

Приложение Б

Значение и роль геометрического лапласиана в физике реакторов

Лапласиан является одним из наиболее важных параметров в физике реакторов. Попытка объяснить его значение и роль будет сделана ниже. Когда уравнение Гельмгольца применяется к реакторам, оно часто записывается в форме

$$\nabla^2\varphi(r) + B_g^2\varphi(r) = 0, \tag{6.3.13}$$

где $\varphi(r)$ — плотность потока нейтронов в точке r (функция только r); $\nabla^2\varphi(r)$ — лапласиан плотности потока и B_g^2 — геометрический параметр, который является функцией геометрии (т. е. размеров и формы) и иногда называется лапласианом, в математическом смысле он играет роль константы разделения. Индекс g используется, чтобы оттенить его геометрическую зависимость.

Когда $B_g^2 = 0$ $\nabla^2\varphi(r) = 0$. Это уравнение Лапласа — одно из наиболее важных дифференциальных уравнений в частных производных в физике. Когда уравнение Лапласа справедливо, то скалярная функция $\varphi(r)$ имеет минимальное значение градиента в пространстве, или отклонение от однородности в пространстве является минимальным, или, как часто выражаются, в пространстве нет неоднородностей. Тот же самый результат, но, возможно, имеющий большее значение в отношении его связи с B_g^2, может быть получен из следующих соображений.

Предположим, исследуется бесконечно малый объем, окружающий точку R. С помощью теоремы Тейлора покажем, что $\nabla^2\varphi(r)$ измеряет разницу между локальной величиной $\varphi(r)$, т. е. $\varphi(r_1)$, и средней величиной $\varphi(r)$ в бесконечно малом объеме $(\bar{\varphi})$. Аналитически:

$$\nabla^2\varphi(r) = \alpha\left[\bar{\varphi} - \varphi(r_1)\right]. \tag{6.3.14}$$

Ясно, что если $\bar{\varphi} = \varphi(r_1)$, то $\nabla^2\varphi(r_1) = 0$. Если обе части уравнения (6.3.14) поделить на $\varphi(r_1)$, то связь с B_g^2 становится очевидной:

$$\frac{\nabla^2\varphi(r_1)}{\varphi(r_1)} = K\left[\frac{\bar{\varphi} - \varphi(r_1)}{\varphi(r_1)}\right] = -B_g^2. \tag{6.3.15}$$

Смысл B_g^2 может быть получен посредством более сложиого рассмотрения, чем только что приведенное. Распределение плотности потока как функции положения в реакторном пространстве опишется замкнутой поверхностью, и, конечно, такая поверхность обнаружила бы измеияющуюся степень кривизны. Математически каждая точка на поверхности имеет два главных радиуса кривизны R_1 и R_2. Можио показать [159—161], что кривизны гауссовой поверхности (известные так же как вторичные или удельные кривизны) измеряются величииой $1/R_1R_2$. В случае ядерного реактора, для которого справедливо уравнение Гельмгольца, гауссова кривизна равна

$$\frac{1}{R_1R_2} = -\frac{\nabla^2\varphi(r)}{\varphi(r)} = B_g^2. \tag{6.3.16}$$

Поэтому параметр B_g^2 измеряет кривизну поверхности плотности потока, и по этой причине Д. Уиллер назвал B_g^2 словом «buckling» *. Исторически это произошло в период Маихеттенского проекта, когда Уиллер работал над решением проблемы реакторной физики. Роль лапласиана в реакторной физике может быть оценена из сравнительного исследоваиия уравнеиия диффузии и уравнения Гельмгольца. Для такого исследования рассмотрим сначала простое уравнение диффузии для критического стационарного состояния:

$$D\varphi(r) - \sum\nolimits_a \varphi(r) + S(r) = 0, \tag{6.3.17}$$

где D — коэффициент диффузии; Σ_a — макроскопическое сечеиие поглощения и $S(r)$ — член источиика, который равен эффективному числу нейтроиов, производимых в результате деления в единице объема.

Никакого первичного источника нейтронов не включено, так как критическое стационариое состояние является самоподдерживающимся в противоположность подкритическому стациоиарному состоянию, требующему внешиего источника иейтронов, чтобы поддерживать ядерную цепную реакцию на некотором стационарном уровне. Простейшее выражение в форме диффузионного уравнения опишет идеально тепловой реактор, который в действительности не существует. В этом реакторе нет замедлеиия, так как предполагается, что нейтроиы рождаются и поглощаются тепловыми. Член источника имеет простую форму:

$$S(r) = \nu \sum\nolimits_f \varphi(r) = k_\infty \sum\nolimits_a \varphi(r), \tag{6.3.18}$$

где ν — среднее число нейтронов на деление; k_∞ — коэффициент размножеиия для бескоиечной среды и Σ_f — макроскопическое сечение деления.

---

* Буквальный перевод «buckling» — выпучивание. В литературе по физике реакторов этот термии тождествен с лапласианом. — *Прим. перев.*

Если D/Σ_a заменить величиной L^2, то уравнение (6.3.17) после нескольких алгебраических преобразований может быть записано в следующих видах:

$$\nabla^2\varphi(r) + \frac{1}{L^2}\left[\frac{\nu\sum_f}{\sum_a} - 1\right]\varphi(r) = 0; \qquad (6.3.19)$$

$$\nabla^2\varphi(r) + \left[\frac{k_\infty - 1}{L^2}\right]\varphi(r) = 0. \qquad (6.3.20)$$

К уравнениям (6.3.19) и (6.3.20) можно добавить следующее:

1. Ядерные свойства среды включены в диффузионное уравнение посредством коэффициента при $\varphi(r)$, а именно:

$$\frac{1}{L^2}\left[\frac{\nu\sum_f}{\sum_a} - 1\right] \equiv B_m^2 \equiv \frac{k_\infty - 1}{L^2}. \qquad (6.3.21)$$

2. Уравнение Гельмгольца (6.3.13) и диффузионное уравнение, записанное в форме (6.3.19) и (6.3.20), структурно гомологичны, и B_m^2 по аналогии может быть названо материальным лапласианом. В простом случае идеального теплового реактора можно сделать следующие утверждения. Геометрический лапласиан B_g^2 измеряет кривизну поверхности плотности потока, определяемую геометрией активной зоны реактора (т. е. формой и размером); материальный лапласиан B_m^2 измеряет кривизну поверхности плотности потока, определяемую ядерными свойствами материалов активной зоны реактора. Решения уравнения Гельмгольца и диффузионного уравнения одинаковы, когда $B_g^2 = B_m^2$, и соответствующие поверхности плотности потока будут тогда совпадать. Это справедливо только для критического состояния. Более сложный анализ тепловых реакторов может быть проведен с помощью асимптотического уравнения реактора вместо простого диффузионного уравнения. Этот анализ показал бы, что решения уравнения Гельмгольца и асимптотического уравнения реактора совпадают, если

$$B_g^2 = \frac{1}{L^2}\left[\frac{k_\infty}{p}\,\overline{p}_\infty\left(E_{th},\ B_g^2\right) - 1\right] = B_m^2. \qquad (6.3.22)$$

Выражение (6.3.22) может быть записано в следующей форме:

$$-L^2B^2 - 1 + \frac{k_\infty}{p}\,\overline{P}_\infty\left(E_{th},\ B^2\right) = 0, \qquad (6.3.23)$$

где p — вероятность избежать резонансного захвата; $\overline{P}_\infty$ (E_{th}, B_g^2) — вероятность того, что нейтрон деления достигнет тепловой энергии в результате замедления в геометрической конфигурации с лапласианом B_g^2 (см. гл. 4) и E_{th} — тепловая энергия. Другие величины определены раньше.

В критнческом стацноиарном состоянин иет нужды делать различия между B_g^2 н B_m^2, так как $B_g^2 = B_m^2$, это, одиако, несправедлнво для подкрнтнческнх н сверхкритических состояний. Уравненне (6.3.23) нзвестно как уравненне крнтнчности или характернстнческое уравненне реактора. Еслн $\overline{P_\infty}\ (E_{th}\ B_g^2) = pe^{-B^2\tau}$, то оно сводится к

$$\frac{k_\infty\, e^{-B^2\tau}}{1 + L^2B^2} = 1. \qquad (6.3.24)$$

Уравненне (6.3.24) нзвестно как уравненне критнчиостн Фермн нлн характеристическое уравиеиие реактора.

Опыт 6—4. Статическое определение вертикального лапласиана

6—4.1. Цель (постановка задачи). Целью эксперимента является определение вертикального лапласиана изучаемой активной зоны посредством измерения потока тепловых нейтронов.

6—4.2. Теория и метод. Как установлено в опыте 6—3, решение уравнения (6.3.5) может быть представлено произведением функции, зависящей от радиуса $\theta(r)$, и функции, зависящей от высоты $Z(z)$. Дифференциальное уравнение для Z имеет вид

$$\frac{d^2Z}{dr^2} - \gamma^2 Z = 0, \qquad (6.4.1)$$

где γ^2 — положительная постоянная, связанная с полным материальным лапласианом B_m^2, упоминавшимся ранее в соотношении

$$B_m^2 = \alpha^2 - \gamma^2. \qquad (6.4.2)$$

Таким образом, γ^2 является искомым вертикальным лапласианом и величина B_m^2 — отрицательна для подкритических реакторов. Если принято в счет граничное условие, что поток спадает до нуля на экстраполированной высоте H, то решением уравнения (6.4.1) будет:

$$Z_n = C_n \operatorname{sh} \gamma_n (H - z), \qquad (6.4.3)$$

где n — любое целое число. По причинам, уже упоминавшимся ранее, используется только основная гармоника и вертикальное распределение потока сводится к

$$\varphi(z) = C_0 \operatorname{sh}\gamma\ (H - z). \qquad (6.4.4)$$

Заменяя $\text{sh}\,\gamma\,(H-z)$ в уравнении (6.4.4) на экспоненты, получаем

$$\varphi(z) = Ce^{-\gamma z}[1 - e^{-2\gamma(H-z)}]. \qquad (6.4.5)$$

Для очень большой величины H член в скобках равен единице, потому что $e^{-2\gamma(H-z)}$ стремится к нулю, и если измерения сделаны не слишком близко к торцу сборки или к источнику, то конечное выражение для вертикального распределения потока имеет вид

$$\varphi(z) = Ce^{-\gamma z}. \qquad (6.4.6)$$

Из-за экспоненциального спада вертикального потока рассматриваемая система называется экспоненциальной призмой. Видно, что если измерение потока в активной зоне сделано вдоль линии, параллельной оси цилиндра, то γ может быть определено из полулогарифмической зависимости активности от расстояния z. В этом случае измерения также могут быть выполнены либо с помощью фольг, либо с помощью счетчиков.

6—4.3. Материалы и аппаратура. Оборудование, используемое в этом опыте, то же самое, что и в опыте 6—3.

6—4.4. Процедура измерений. Экспериментальная процедура в этом опыте такая же, как и в опыте 6—3. Фольги снова помещаются в положениях от B до E, как показано в рис. 6.3.2, для каждого соответствующего положения топливного стержня от I до V (см. рис. 6.3.1). Делаются поправки того же самого типа, что и раньше, и конечные поправочные активности насыщения используются для построения графиков. Измерения с BF_3-счетчиков делаются в радиальном направлении в положениях I—V и вертикальном направлении в положениях от a до e (см. рис. 6.3.2) для каждой радиальной точки. Те же самые данные (с источником и без источника в активной зоне) получаются в этом случае, как и в эксперименте по измерению радиального лапласиана. Могут быть получены также данные в соответствующих положениях в радиальных направлениях *2* и *3*.

6—4.5. Результаты и обсуждения. Данные по вертикальному распределению для каждого из методов измерения плотности потока приведены в табл. 6.4.1 и 6.4.2 и соответствующие графики для различных радиальных положений показаны на рис. 6.4.1 и 6.4.2 Величины γ бы-

Таблица 6.4.1

Относительные активности насыщения индиевых фольг

Позиция	Счет, исправленный на фон, *отсчет/мин*		Поправочный коэффициент (время облучения и выдержки)		Конечная величина относительной активности насыщения, *отсчет/мин*		Средняя относительная активность насыщения, *отсчет/мин*	Конечная величина относительной активности насыщения, *отсчет/мин*
	сторона 1	сторона 2	сторона 1	сторона 2	сторона 1	сторона 2		
	С источником							
B	310,6	213,8	3,870	5,795	1201	1239,0	1220,0	1202,8
C	90,6	74,6	2,581	2,953	234	220,0	227,0	212,9
D	35,3	28,3	1,711	1,971	60	55,7	58,1	49,2
E	18,4	17,9	1,141	1,309	21	23,4	22,2	10,2
	Без источника							
B	2,8	2,4	3,850	9,880	10,8	23,7	17,2	—
C	8,0	2,6	2,567	2,939	20,5	7,7	14,1	—
D	3,2	6,1	1,713	1,961	5,8	11,9	8,9	—
E	15,1	5,1	1,142	1,310	17,8	6,7	12,0	—

Таблица 6.4.2

Скорости счета, измеренные маленьким BF_3-счетчиком (положение 1)

Позиция	Активность, *отсчет/мин*		Активность, окончательный результат, *отсчет/мин*	Позиция	Активность, *отсчет/мин*		Активность, окончательный результат, *отсчет/мин*
	с источником	без источника			с источником	без источника	
a	330,7	22,0	308,7	*d*	50,2	20,8	29,4
b	162,1	20,9	141,2	*e*	38,6	22,3	16,3
c	90,1	24,5	65,6	—	—	—	—

ли найдены из этих данных по методу наименьших квадратов, посредством подбора наилучшей прямой линии в полулогарифмическом масштабе. Хотя графики плотности потока кажутся параллельными, применение метода наименьших квадратов показывает, однако, небольшое отклонение от линейности. Для маленького BF_3-счетчика величины γ для радиальных положений *1, 2, 3* и *4* равны соответственно 0,1955; 0,1941; 0,1913 и 0,1890 $(: 2{,}54\ см)^{-1}$

Среднее из этих значений 0,1929 (: 2,54 *см*)$^{-1}$ дает величину вертикального лапласиана:

$$\gamma^2 = \left(\frac{0,1930}{2,54}\right)^2 = 5,61 \cdot 10^{-3}\ см^{-2}.$$

Для измерений с индиевыми фольгами были получены величины Υ, равные 0,2116; 0,1896; 0,1947; 0,1764 и 0,1791 (: 2,54 *см*)$^{-1}$ для положений от I до V соответст-

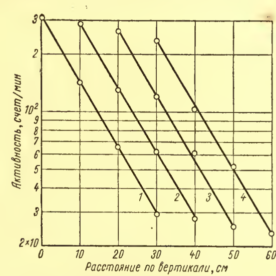


Рис. 6.4.1. Кривая распределения потока по вертикали, полученная с маленьким BF_3-счетчиком: *1—4* — соответственно радиальное положение *1, 2, 3* и *4*.

венно. Отсюда величина геометрического параметра для средней величины $\Upsilon = 0,1930$ (: 2,54 *см*)$^{-1}$ равна

$$\gamma^2 = \left(\frac{0,1930}{2,54}\right)^2 = 5,61 \cdot 10^{-3}\ см^{-2}.$$

Значение радиального лапласиана, полученное в опыте 6—3, может быть скомбинировано с вертикальным лапласианом, чтобы получить полный материальный лапласиан B_m^2 посредством уравнения (6.4.2). Для метода, использующего индиевые фольги,

$$B_m^2 = (4,91 - 5,61) \cdot 10^{-3} = -7 \cdot 10^{-4}\ см^{-2}.$$

Измерения с маленьким BF_3-счетчиком дают

$$B_m^2 = (4{,}84 - 5{,}74)\cdot 10^{-3} = -9\cdot 10^{-4}\ см^{-2}.$$

Эти величины подвержены сильному влиянию визуальной экстраполяции величины R, как обсуждалось в опыте 6—3.

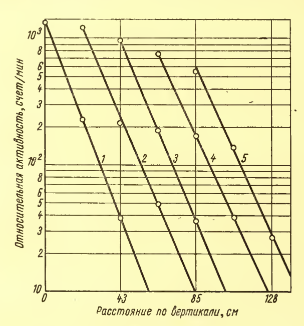


Рис. 6.4.2. Кривая распределения потока по вертикали, полученная с индиевыми фольгами: *1—5* — соответственно трубки *I, II, III, IV* и *V*.

Опыт 6—5. Температурные коэффициенты реактивности

6—5.1. Введение. Так как все энергетические и большинство исследовательских реакторов выделяют большое количество тепла, физические константы таких систем будут изменяться с температурой. Для больших реакторов температурные коэффициенты реактивности могут быть разделены на ядерные температурные коэффициенты и температурные коэффициенты, зависящие от

плотности. Температурные коэффициенты, зависящие от плотности, обусловливаются только изменением объема, а следовательно, и плотности реальной системы. Более подробное обсуждение температурного коэффициента реактивности может быть найдено в литературе [162—166].

В критической системе величиной, представляющей наибольший интерес, является реактивность

$$\rho \equiv \frac{k_{эфф} - 1}{k_{эфф}}$$

и ее температурная зависимость. Она может быть выражена в форме

$$\rho(T) = \rho_0 \{[1 + \alpha(T - T_0)] + \beta(T - T_0)^2 + + \gamma(T - T_0)^3 \ldots\}. \qquad (6.5.1)$$

Температурные коэффициенты реактивности α, β, γ и т. д. также представляют интерес. Они важны для регулирования реактора; так как коэффициент α в системах с водяным замедлителем обычно отрицателен, то такая система будет устойчива относительно небольших колебаний, приводящих к малым изменениям радиоактивности. В подкритических системах температурный коэффициент реактивности не представляет особого интереса, особенно для систем с $k_{эфф}$, не близким к единице. Однако для такой системы необходимо знание лапласиана, который зависит от температуры.

6—5.2. Цель (постановка задачи). Целью этого эксперимента является определение температурного коэффициента лапласиана.

6—5.3. Теория и метод. Геометрический лапласиан для голой гомогенной размножающей системы цилиндрической формы равен

$$B_g^2 = \left(\frac{2,405}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H}\right)^2, \qquad (6.5.2)$$

где R — экстраполированный радиус; H — экстраполированная высота при некоторой температуре T, а R_0 и H_0 — размеры при некоторой температуре T_0. Температурная зависимость этих величин в первом приближении

может быть выражена так:

$$R = R_0 [1 + a (T - T_0)]; \qquad (6.5.3)$$

$$H = H_0 [1 + b (T - T_0)], \qquad (6.5.4)$$

где a и b — температурные коэффициенты, связанные с R и H соответственно. Полная производная уравнения (6.5.2) равна

$$\frac{dB_g^2}{dT} = -2 \left(\frac{2,405^2}{R^3}\right) \frac{dR}{dT} - \left(\frac{2\pi^2}{H^3}\right) \frac{dH}{dT}. \qquad (6.5.5)$$

Производные уравнения (6.5.3) и (6.5.4) будут:

$$\frac{dR}{dT} = \alpha R_0; \qquad (6.5.6)$$

$$\frac{dH}{dT} = bH_0. \qquad (6.5.7)$$

Таким образом, уравнение (6.5.5) принимает вид

$$\frac{d B_g^2}{dT} = -2\alpha R_0 \left(\frac{2,405^2}{R^3}\right) - \frac{2bH_0\pi^2}{H^3}. \qquad (6.5.8)$$

Однако, если a и b малы, тогда $R_0 \approx R$ и $H_0 \approx H$, что дает

$$\frac{dB_g^2}{dT} = -2a \left(\frac{2,405}{R_0}\right)^2 - 2b \left(\frac{\pi}{H_0}\right)^2. \qquad (6.5.9)$$

Если геометрический лапласиан разложен на радиальную и вертикальную составляющие, то радиальный температурный коэффициент будет:

$$C_R = -2a, \qquad (6.5.10)$$

а вертикальный температурный коэффициент:

$$C_H = -2b. \qquad (6.5.11)$$

Поэтому температурная зависимость геометрического лапласиана может быть выражена как

$$B_g^2 - B_{g_0}^2 = \left[\left(\frac{2,405}{R_0}\right)^2 C_R + \left(\frac{\pi}{H_0}\right)^2 C_H\right](T - T_0), \quad (6.5.12)$$

где $B_{g_0}^2$ — геометрический параметр при температуре T_0. Температурные коэффициенты C_R и C_H могут быть получены повторением опытов 6—3 и 6—4 при различных температурах системы и построением B_g^2 как функции температуры.

6—5.4. Материалы и аппаратура. Материалы и аппаратура требуются те же самые, что и для опытов 6—3 и 6—4, за исключением того, что должна быть обеспечена подача тепла (например, пара) для нагревания бассейна и его содержимого. Необходимо также несколько термометров со шкалой до десятых долей градуса.

6—5.5. Процедура измерений. Предположим, что результаты опыта 6—3 и 6—4 при определенных температурах известны. К бассейну подсоединена паровая линия, и пар вводится в замедлитель через трубку, пока температура системы не повысится на 10°. Должно быть сделано приспособление для перемешивания воды, чтобы быть уверенным в однородном распределении температуры в системе. Опыт 6—3 и 6—4 повторяется, затем в замедлитель вводится большее количество пара, и процесс вновь повторяется и т. д.

6—5.6. Результаты и обсуждения. Полный геометрический лапласиан может быть разделен на вертикальную и радиальную составляющие:

$$B_g^2 = B_{gR}^2 + B_{gH}^2 = B_{gR_0}^2 [1 + C_R (T - T_0)] + + B_{gH_0}^2 [1 + C_H (T - T_0)].$$

Построив эти составляющие в зависимости от температуры, можно определить C_R и C_H.

Опыт 6 — 6. Отражательные добавки

6—6.1. Введение. Хорошо известно, что, окружая активную зону размножающей системы отражателем, можно увеличить эффективный коэффициент размножения системы. Можно, взяв голую критическую систему и окружив ее отражателем, в то же самое время уменьшить объем активной зоны, пока система не станет вновь критической. Таким образом, некоторое количество делящегося материала экономится — это количество будет функцией толщины отражателя. Физическое свойство отражателя, заключающееся в уменьшении размеров голой

критической системы, обычно характеризуется величиной, известной как отражательная добавка. Она обозначается в данном разделе буквой s. Более детальное обсуждение отражателей и отражательных добавок может быть найдено в литературе [167—170].

6—6.2. Цель (постановка задачи). Целью эксперимента является измерение отражательной добавки цилиндрической подкритической сборки с водяным замедлителем.

6—6.3. Теория и метод. Рассмотрим конечную голую цилиндрическую однородную критическую систему. Поток в ней в радиальном направлении дается выражением

$$\varphi_B(r) = \varphi_0 I_0\left(\frac{2,405r}{R_0}\right), \qquad (6.6.1)$$

где R_0 — экстраполированный радиус активной зоны, который через геометрический лапласиан выражается как

$$R_0^2 = \left(\frac{2,405}{B_g}\right)^2, \qquad (6.6.2)$$

где B_g^2 — радиальный геометрический лапласиан.

Если система окружена боковым отражателем, новый критический радиус будет R и отражательная добавка определяется как

$$s = R_0 - R. \qquad (6.6.3)$$

Так как R_0 включает экстраполированную длину ($0,71\,\lambda_{tr}$), а R — реальный физический размер, то реальная физическая добавка меньше s на величину $0,71\,\lambda_{tr}$. Радиальный поток с достаточно хорошим приближением дается уравнением

$$\varphi_R(r) = \varphi_{OR} I_0\left(\frac{2,405r}{R+s}\right) = \varphi_{OR} I_0\left(\frac{2,405r}{R_0}\right). \qquad (6.6.4)$$

В опыте 6—3 экстраполированный радиус R_0 был найден для активной зоны с бесконечным водяным отражателем. Это было сделано аппроксимацией измеренного радиального распределения потока функцией Бесселя $I_0[(2,405\,r)/(R+s)]$, см. также приложение А к опыту 6—3. Ясно, если бы экстраполированный радиус для голой системы был известен, то отражательную добавку можно было определить из уравнения (6.6.3).

6—6.4. Материалы и аппаратура. Материалы и аппаратура состоят из стального бака, используемого в опыте 5—8, вспомогательного оборудования для измерений и топливных стержней, используемых в опыте 6—3 и 6—4 и Pu — Be- или Po — Be-источников нейтронов интенсивностью около 1 *кюри* (желательно и больше).

6—6.5. Процедура измерений. Активная зона удаляется из бассейна и переносится в упомянутый выше стальной бак (см. опыт 5—8). При этом следует обратить внимание на то, чтобы практически отсутствовал промежуток между внешними топливными стержнями и стенкой бака. Это существенное условие, так как две диффузионные длины воды, которые приблизительно эквивалентны бесконечной толщине отражателя, составляют только 5,5 *см*. Pu — Be- или Po — Be-источник нейтронов помещается в центральный канал. Это устройство эквивалентно голой активной зоне. Экспериментальная процедура состоит в следующем. Если необходимо, снова проводится опыт 6—3, в котором с помощью либо фольг, либо BF_3-счетчиков или тех и других получается радиальное распределение потока, как описано в опытах 6—3 и 6—4. Подобным же образом получают радиальное распределение потока в голой активной зоне. Эти результаты вместе с результатами 6—3 для реактора с отражателем позволяют оценить добавку.

6—6.6. Результаты и обсуждения. Получив экстраполированный радиус для голой системы из уравнения (6.6.3), можно определить отражательную добавку. Было показано [169], что для толстых отражателей, когда замедлитель и отражатель сделаны из одного и того же материала, отражательная добавка приблизительно равна длине диффузии в этом материале:

$$s \approx L. \qquad (6.6.5)$$

В конце опыта интересно сравнить измеренную величину s с длиной диффузии тепловых нейтронов в воде.

Глава 7

ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ТРЕБУЮЩИЕ СИГМА-ПРИЗМЫ ИЛИ ПОДКРИТИЧЕСКОЙ СБОРКИ И ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ

Опыт 7—1. Период подкритического реактора на мгновенных нейтронах

7—1.1. Введение. Периоды реакторов дают ценные данные как для физиков, так и для инженеров, связанных с управлением реакторов. Экспериментальная техника, применяемая в опыте 7—1, может быть использована в подкритической и критических системах.

Полученные результаты применимы только к конкретным исследованным системам.

7—1.2. Цель (постановка задачи). Цель этого эксперимента — определение периода подкритической системы на мгновенных нейтронах с помощью пульсирующего источника нейтронов, например такого, какой получается модулированием пучка заряженных частиц в ускорителе Ван-де-Граафа. Косвенной целью этого эксперимента является показ легкости приемов, с которыми некоторые из параметров реактора могут быть получены посредством импульсной техники.

7—1.3. Теория и метод. Основы теории данного эксперимента были развиты и обсуждались в гл. 2 и 4 и опыте 5—1. Период на мгновенных нейтронах ($1/\alpha$) размножающей системы может быть оценен из соотношения

$$\alpha = \frac{1}{T_{0,1}\lg e} \qquad (7.1.1)$$

при условии, что построен соответствующий полулогарифмический график, связывающий спад плотности по-

тока нейтронов со временем. Время, необходимое для изменения активности размножающей системы (скорости спада или скорости роста плотности нейтронов) на фактор $10^{\pm 1}$, равно $T_{0,1}$, тогда как время, необходимое для изменения уровня мощности размножающей системы на фактор, равный $e^{\pm 1}$, равно $1/\alpha$. В опытах по исследованию спада плотности нейтронов используется показатель —1. Величиной, удобной для построения плотности нейтронов в зависимости от времени после окончания короткой вспышки нейтронов, была бы скорость счета, полученная с устройством, подобным, например, BF_3-счетчику. Так как спад нейтронов происходит относительно быстро ($1/\alpha$ может быть порядка тысяч секунд), то интервал счета от t до $t+\Delta t$ должен быть очень коротким, чтобы получить кривую спада в течение интервала времени в несколько тысяч секунд. Однако полное число отсчетов, регистрируемых за такой короткий интервал от одной вспышки нейтронов, будет мало, и, чтобы достичь заметного числа отсчетов в этом интервале, потребуется много последовательных нейтронных вспышек.

В данном выше описании предполагалось, что возможен единственный промежуток времени или ширина канала * продолжительностью от t до $t+\Delta t$. Поэтому, чтобы построить кривую спада нейтронов, этот канал должен был бы двигаться со временем от t_1 до $t_1+\Delta t_1$, от t_2 до $t_2+\Delta t$ и т. д. от t_n до $t_n+\Delta t$. Если вместо этого имелось бы устройство с 20 такими каналами, то при последовательности нейтронных вспышек могли бы быть получены 20 точек на кривой спада нейтронов вместо одной точки.

7—1.4. Материалы и аппаратура. Для данного эксперимента используется электростатический генератор Ван-де-Граафа, ускоряющий дейтроны и снабженный бериллиевой мишенью. Нейтроны получаются в результате реакции Be^9 (dn) B^{10}.

Отклоняющие пластины в ускорительной трубке устроены так, что когда на них подается соответствующий сигнал, то пучок дейтронов отклоняется от бериллиевой мишени. Таким образом получается импульсный источник

* Ворота или ширина каналов — это различные формы термина временные ворота или временной канал, и, как показано выше, они представляют временные интервалы между t и $t+\Delta t$.

нейтронов. Такой режим работы может реализовываться в широких пределах изменений ширины импульсов и частоты их повторения. Короткие интервалы счета, следующие за вспышкой нейтронов, получаются посредством электронного устройства или схемы «ворот», которая управляется отдельным генератором импульсов. Когда ворота открыты, сигналы с BF_3-счетчика проходят на пересчетное устройство, которое регистрирует их. Когда ворота закрыты, сигналы со счетчика блокируются. Генератор импульсов, управляющий открытием ворот (каналов), синхронизован с импульсным генератором источника так, что для каждой вспышки нейтронов будет подаваться импульс на ворота с любой желаемой затяжкой во времени. Импульс для ворот может двигаться во времени между вспышками нейтронов таким образом, чтобы получить полные данные для построения зависимости скорости счета от времени. Осциллограф с калиброванной шкалой времени используется для настройки ширины нейтронной вспышки, ворот и частоты повторения (т. е. времени между вспышками нейтронов).

Второе пересчетное устройство используется для регистрации полного числа отсчетов, даваемых BF_3-счетчиком. Это пересчетное устройство установлено на заданный счет 10 000 импульсов, после чего оно автоматически выключается вместе с первым счетным устройством, регистрирующим счет по каналам. Первое счетное устройство регистрирует, таким образом, счет в канале на 10 000 полных отсчетов. Длительные во времени флуктуации интенсивности источника не влияют на окончательные данные. Блок-схема установки и используемое оборудование показаны на рис. 7.1.1. Блок-схема многоканального временно́го анализатора была дана выше на рис. 4.7.

7—1.5. Процедура измерений. Временны́е интервалы для нейтронной вспышки и счетных каналов приведены на рис. 7.1.2. Время между нейтронными вспышками должно быть достаточно коротким (меньше чем 200 *мсек*), так чтобы счет от запаздывающих нейтронов мог быть сведен к постоянному фону. В настоящем эксперименте использовалась вспышка продолжительностью 0,1 *мсек* и время между вспышками 50 *мсек*.

Подкритическая сборка облучалась вспышкой нейтронов. Импульс, открывающий счетный канал (продолжительностью 0,2 *мсек*), затем подавался между вспышка-

Ускоритель Ван-де-Граафа

Пучок ионов

Генератор импульсов

Усилитель импульсов

Отклоняющее устройство

Пучок ионов

Мишень

Нейтроны

Последующая среда

Генератор синусоидальных колебаний

Предусилитель

BF_3-счетчик

Линейный усилитель импульсов

Пересчетное устройство для полного счета

Стоп-сигнал на 10^4 отсчетов

Генератор управляющих импульсов

Ворота

Пересчетное устройство для управляемого счета (счет в канале)

Рис. 7.1.1. Блок-схема электронного оборудования, используемого в опыте 7—1.

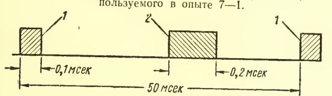


Рис. 7.1.2. Интервалы времен импульсов:
1 — вспышки нейтронов; *2* — управляющий импульс.

ми нейтронов. Полное время счета 2 *мсек* дает достаточно данных для оценки периода подкритической сборки при данной конкретной загрузке.

Таблица 7.1.1

Результаты эксперимента

Параметр	Данные
Активная зона	Стандартная решетка, содержащая 176 топливных стержней или 1915,6 *кг* естественного урана
Интервал между импульсами	50 *мсек*
Ширина импульса нейтронов	0,1 *мсек*
Ширина счетного интервала	0,2 *мсек*
Интенсивность пучка дейтронов (в импульсном режиме)	45 *мка*
Напряжение ускорения	$0{,}9\cdot10^6$ *в*
Установка контрольного напряжения	76 *в*
Вакуум	$2\cdot10^{-6}$ *мм рт. ст.*
BF_3-счетчик	Настроен на напряжение 1750 *в*

Таблица 7.1.2

Наблюдаемые данные

Время после вспышки нейтронов, *мсек*	Счет в канале на 10^4 полных отсчетов	Время после вспышки нейтронов, *мсек*	Счет в канале на 10^4 полных отсчетов
0,2	1063	1,2	296
0,4	1201	1,4	168
0,6	1068	1,6	90
0,8	647	1,8	57
1,0	449	2,0	34

После полного отсчета 10 000 *имп* при одном положении канала (в некоторое время *t*) пересчетные устройства останавливались и регистрировался счет по каналам. Затем проводился сбор и обработка данных. Данные представлены в виде табл. 7.1.1 и 7.1.2. Прямолинейная часть этой кривой представляет искомый экспоненциаль-

ный спад (основание логарифмов 10), откуда можно определить период подкритической сборки.

7—1.6. Результаты и обсуждения. Из рис. 7.1.3 время спада интенсивности счета на порядок равно 0,9 *мсек*. Из уравнения (7.1.1) получаем:

$$1/\alpha = T_{0,1} \lg e = 0{,}9 \cdot 0{,}4343 = 0{,}391 \text{ мсек}.$$

Период подкритической сборки на мгновенных нейтронах для данной загрузки в этом эксперименте равен 0,391 *мсек*. Если коэффициент размножения на мгновен-

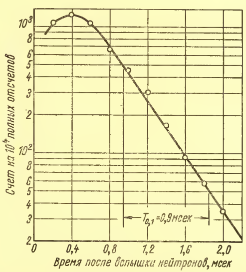


Рис. 7.1.3. Период подкритической сборки иа мгиовеиных нейтроиах.

ных нейтронах был бы известен, то можно также рассчитать время генерации мгновенных нейтронов (см. гл. 4). Как было установлено ранее, этот период является функцией геометрии и материалов и применим только к исследуемой сборке. Дальнейшие исследования показали бы, что материальный лапласиан также оказывает влияние на величину периода подкритической сборки. Может быть так же определен коэффициент размножения на мгновенных нейтронах k_p-способом, описанным в опыте 7—4.

Опыт 7—2. Влияние параметров пульсации на результаты экспериментов

7—2.1. Введение. В экспериментах с импульсными источниками нейтронов имеется несколько временных параметров, величина которых оказывает влияние на получаемые результаты. В этом эксперименте рассмотрены следующие параметры: частота повторения и продолжительность нейтронной вспышки, а также ширина счетного канала. Для удобства все они будут называться параметрами пульсации.

7—2.2. Цель (постановка задачи). Цель этого эксперимента — исследовать возможное влияние величин параметров пульсации на результаты экспериментов с пульсирующими источниками нейтронов.

7—2.3. Теория и метод. В общем случае использование техники импульсных источников нейтронов сводится к определению постоянной экспоненциального спада нейтронов в различных средах. Зная эту постоянную, можно определить и другие факторы. Важно поэтому параметры пульсации выбирать так, чтобы дать надежные результаты. В данном эксперименте каждая из трех параметров пульсации будет варьироваться независимо и будет определен период нейтронов в «бесконечном» бассейне из легкой воды. Предварительная теория, описывающая эксперименты с импульсной техникой, обсуждалась в опыте 7—1 и гл. 4.

7—2.4. Материалы и аппаратура. Оборудование, используемое в этом эксперименте, то же самое, что и в опыте 7—1.

7—2.5. Процедура измерений. BF_3-счетчик (детектор $1/v$) помещается в бак с водой на расстоянии ~ 20 *см* от бериллиевой мишени ускорителя Ван-де-Граафа. Информация о сборе и обработке данных приведена в опыте 7—1 и гл. 2 и 4. Каждый из трех параметров пульсации изменяется по очереди, и набирается достаточное число данных, чтобы построить зависимость плотности нейтронов от времени после нейтронной вспышки.

В табл. 7.2.1 показано, как были выбраны и изменялись величины трех параметров пульсации в этом эксперименте, а в табл. 7.2.2 и 7.2.3 приведены результаты.

В табл. 7.2.3 данные сгруппированы в соответствии с предыдущим обсуждением, причем указанный в таблице

Таблица 7.2.1

Параметры пульсации

Номер случая	Период повторения импульсов, *мсек*	Ширина вспышки нейтронов, *мсек*	Ширина счетного канала, *мсек*
1 *A*	2	0,10	0,05
1 *B*	2	0,10	0,10
1 *C*	2	0,10	0,20
2 *A*	2	0,05	0,10
2 *B*	2	0,10	0,10
2 *C*	2	0,20	0,10
3 *A*	1	0,10	0,10
3 *B*	2	0,10	0,10
3 *C*	5	0,10	0,10

Таблица 7.2.2

Результаты эксперимента

Параметр	Данные
Интенсивность пучка дейтронов	20 *мка*
Вакуум	$12 \cdot 10^{-6}$ *мм рт. ст.*
Ускоряющее напряжение	$0,9 \cdot 10^{6}$ *в*
BF_3-счетчик	Работает при напряжении 1750 *в*

Таблица 7.2.3

Наблюдаемые данные

Время после вспышки нейтронов, *мсек*	Случаи 1*B*, 2*B*, 3*B*,	Счет в канале на 10^5 полных отсчетов					
		случай 1*A*	случай 1*C*	случай 2*A*	случай 2*C*	случай 3*A*	случай 3*C*
0,00	24 536,0	13 324,0	43 456,6	26 870,6	11 409,3	25 026,0	16 871,0
0,05	—	11 242,0	—	—	—	—	—
0,10	17 498,0	9 476,0	—	18 888,6	8 959,3	17 600,0	13 477,0
0,15	—	7 732,3	—	—	—	—	—
0,20	12 446,0	6 375,3	21 145,3	13 036,3	6 744,0	12 155,3	9 508,0
0,25	—	5 419,3	—	—	—	—	—
0,30	8 696,6	—	—	9 070,3	4 790,3	8 755,0	6 993,3
0,35	—	—	—	—	—	—	—
0,40	6 052,0	—	10 421,6	6 126,6	3 459,0	6 160,0	5 087,3
0,45	—	—	—	—	—	—	—
0,50	4 237,3	—	—	4 275,6	2 506,6	4 262,0	3 743,6
0,60	—	—	4 882,3	—	—	—	—

Таблица 7.2.4

Периоды, рассчитанные из полученных данных

Номер случая	$T_{0,1}$, *мсек*	Номер случая	$T_{0,1}$, *мсек*
1*A*	0,64	2*C*	0,7
1*B*	0,66	3*A*	0,65
1*C*	0,62	3*B*	0,65
2*A*	0,62	3*C*	0,73
2*B*	0,65	—	—

счет является средней величиной из трех измерений в каждой точке. В случае *1B*, *2B* и *3B* реализуются идентичные параметры, поэтому, чтобы получить эти экспери-

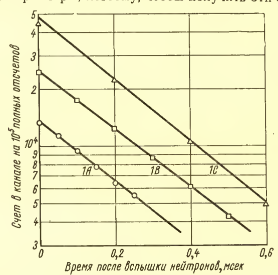


Рис. 7.2.1. Параметры пульсации. Влияние изменения ширины управляющего импульса на кривые спада нейтронов.

ментальные данные, нужно было сделать только один цикл измерений. Данные для трех различных случаев нанесены на рис. 7.2.1—7.2.3. Периоды из отдельных кривых определены графически.

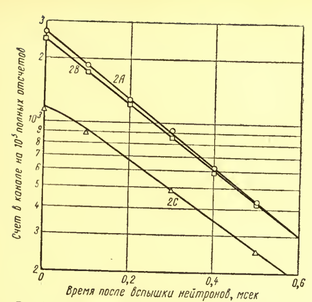


Рис. 7.2.2. Параметры пульсацни. Влияние изменения ширнны вспышки нейтронов на кривые спада нейтронов.

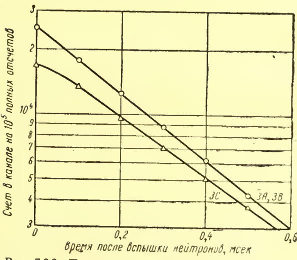


Рис. 7.2.3. Параметры пульсации. Влияние изменения частоты повторения импульсов на кривые спада нейтронов.

7—2.6. Результаты и обсуждения. Полученные из рис. 7.2.1—7.2.3 периоды сведены в табл. 7.2.4.

Если случаями 2*C* и 3*C* пренебречь, то средние периоды спада интенсивности нейтронной вспышки в воде в 10 раз будут 0,64 *мсек,* что соответствует среднему времени жизни 0,278 *мсек.* В случае 2*C* ширина канала приближается к среднему времени жизни, и скорее всего относительно большая ширина канала влияет на удлинение периода. Поправка для случаев, в которых среднее время жизни и счетные интервалы сравнимы, обсуждалась в гл. 2. Случай 3*C*, когда период повторения чрезвычайно велик, также дает завышенную величину периода, возможно вследствие «размазывания» плотности нейтронов. В общем, однако, для определения константы распада достаточно широкие изменения параметров пульсации не оказывают заметного влияния на экспериментальные результаты.

Опыт 7—3. Среднее время жизни нейтронов в конечных средах

7—3.1. Введение. Измерение времени жизни нейтронов в различных неразмножающих средах может быть выполнено статическим методом, как описано Блейлером и Гольдсмитом [171], и динамическим методом или методом импульсного источника, который будет использован в настоящем эксперименте.

Одним из первых, кто использовал технику импульсного источника в этой области, был фон Дардел [172], кроме него подобные исследования проводили многие другие ученые. Например, Мидс и др. [173] изучали сечение захвата тепловых нейтронов в воде, измеряя среднее время жизни нейтронов. Колли [174], Мидс и Локкет использовали тот же самый принцип, чтобы получить сечение захвата нейтронов бором. Мидоус и Уиллен [175] измерили сечение тепловых нейтронов для 21 естественного элемента и B^{10} тем же самым методом. Оригинальные работы должны быть изучены, чтобы понять экспериментальные трудности, которые встречаются, но которые не подразумеваются из-за простоты принципа измерения.

7—3.2. Цель (постановка задачи). Целью этого эксперимента является определение среднего времени жизни

нейтронов в среде с различными сечениями поглощения нейтронов.

7—3.3. Теория и метод. Если поправкой на «охлаждение» можно пренебречь, то нейтроны, диффундирующие в конечной неразмножающей среде, имеют среднее время жизни, определяемое двумя факторами:

1) макроскопическим сечением поглощения;

2) утечкой нейтронов из среды, что может быть охарактеризовано с е ч е н и е м у т е ч к и.

Если нейтроны исчезают только вследствие поглощения, то среднее время жизни дается величиной $1/(v\Sigma_a)$, где Σ_a — макроскопическое сечение поглощения среды и v — скорость нейтронов. При этих условиях $v\Sigma_a$ может быть обозначено как α_0 и рассматриваться как постоянная распада для бесконечной среды. Из обсуждения в гл. 4 некоторых элементарных вопросов импульсных измерений можно видеть, что для основной гармоники

$$\alpha = \alpha_0 + vB^2D, \tag{7.2.1}$$

где α_0 — константа распада для нейтронов в бесконечной среде и vB^2D — дополнительный фактор, учитывающий утечку нейтронов из среды, а его обратная величина — среднее время утечки.

В этом эксперименте постоянная спада нейтронов в растворе борной кислоты будет оценена при различных временах после конца нейтронной вспышки. Постоянная спада основной гармоники будет постоянной спада, определенной из экспоненциальной части кривой.

7—3.4. Материалы и аппаратура. Оборудование, используемое в этом эксперименте, то же самое, что и в опыте 7—1.

7—3.5. Процедура измерений. Некоторые из деталей процедуры сбора и обработки данных могут быть найдены в нескольких экспериментах, таких, как 7—1 и в гл. 2 и 4. Ниже рассмотрим восьмилитровый пирексовый сосуд типа, используемых в химических лабораториях и снабженный краном у основания. Этот сосуд помещается в водяной бак сигма-призмы вплотную к бериллиевой мишени ускорителя Ван-де-Граафа. Большой BF_3-счетчик располагается с противоположной стороны сосуда вплотную к нему, чтобы детектировать нейтроны, выходящие из раствора внутри сосуда.

На рис. 7.3.1 показаны детали этого устройства.

С этим устройством можно получить данные, позволяющие построить зависимость плотности нейтронов от времени для воды, если бутылка наполнена водой, и для раствора борной кислоты, если бутылка наполнена раствором, содержащим 300 *г* борной кислоты H_3BO_3. С помощью данных табл. 7.3.1 и 7.3.2 на рис. 7.3.2 построены кривые в полулогарифмическом масштабе. В табл. 7.3.1 и 7.3.2 приведено среднее из счетов по каналам на 10^4 отсчетов для пяти измерений в каждой точке.

Таблица 7.3.1

Результаты эксперимента

Параметр	Данные	Параметр	Данные
Интервал между импульсами	500 *мксек*	Ускоряющее напряжение	$0,9 \cdot 10^6$ *в*
Ширина счетного канала	20 *мксек*	Вакуум	$10 \cdot 10^{-6}$ *мм рт. ст.*
Ширина импульса нейтронов	20 *мксек*	BF_3-счетчик	Работает при напряжении 1750 *в*
Интенсивность пучка дейтронов	20 *мка*		

Таблица 7.3.2

Наблюдаемые данные

Время после вспышки нейтронов *мксек*	Счет по каналам на 10^4 полных отсчетов: вода	сосуд	раствор борной кислоты	Время после вспышки нейтронов, *мксек*	Счет по каналам на 10^4 полных отсчетов: вода	сосуд	раствор борной кислоты
0	6793,8	4977,2	4810,8	240	—	762,8	548,6
40	6934,2	3431,0	3269,0	280	—	599,0	412,0
80	6141,2	2637,4	2114,4	300	2571,2	—	—
120	5262,2	1713,2	1430,4	400	1861,4	305,2	211,6
160	4386,0	1264,0	1031,4	500	1269,2	190,4	129,2
200	3808,6	918,2	728,4	600	906,8	124,2	87,2

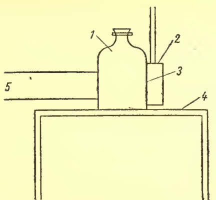


Рис. 7.3.1. Экспериментальное устройство для измерения среднего времени жизни нейтронов в растворе борной кислоты:
1 — исследуемый раствор в сосуде емкостью 8 *л*; 2 — BF_3-счетчик; 3 — сосуд из пирекса; 4 — рама активной зоны; 5 — трубка Ван-де-Граафа.

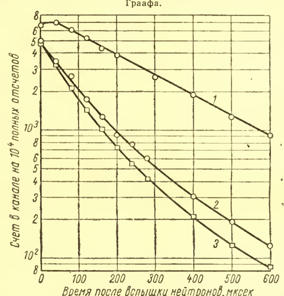


Рис. 7.3.2. Кривая спада плотности нейтронов в зависимости от времени для воды, для 8-литрового сосуда, наполненного водой, и для сосуда, наполненного раствором борной кислоты (300 *г*):
1 – чистая вода; 2 — пирексовый 8-литровый сосуд, наполненный водой; 3 — раствор борной кислоты.

Из наклонов полученных кривых в различные времена после нейтронной вспышки постоянные спада оцениваются из уравнения (7.1.1), а именно

$$\alpha = \frac{1}{T_{0,1} \lg e} \cdot$$

Эти величины даны ниже в табл. 7.3.3 и построены как функция времени задержки на рис. 7.3.3.

Таблица 7.3.3

Постоянная спада как функция времени задержки

Время задержки, *мксек*	Постоянная спада, *мксек*$^{-1}$			Время задержки, *мксек*	Постоянная спада, *мксек*$^{-1}$		
	вода	сосуд	раствор борной кислоты		вода	сосуд	раствор борной кислоты
0	—	0,0100	0,0115	400	0,00365	0,00480	0,00512
100	0,00365	0,00822	0,0102	500	0,00365	0,00443	0,00443
200	0,00365	0,00685	0,00742	600	0,00365	0,00443	0,00443
300	0,00365	0,00548	0,00614	—	—	—	—

7—3.6. Результаты и обсуждения. На рис. 7.3.3 показано, что для времен задержки, близких к концу вспышки нейтронов, постоянная спада имеет более высокое значение, указывающее на присутствие высших гармоник B_{lmn}^2. Для больших времен задержки постоянная спада уменьшается, приближаясь к асимптотической величине лишь слегка более высокой, чем значение для воды, что показывает на преобладание основной гармоники.

Постоянная спада для чистой воды, построенная в зависимости от времени, дает прямую горизонтальную линию с величиной постоянной спада, соответствующей среднему времени жизни 273,6 *мсек*. Эта величина более высокая, чем обычно встречающаяся в литературе. Несколько объяснений этого расхождения очевидно, но ни одно из них не является приемлемым, в особенности потому, что время не позволило экспериментально проверить это [173]. Интересно отметить, что дальнейшее увеличение количества борной кислоты в растворе сверх 300 *г* не да-

ет дальнейшего изменения формы кривой в зависимости счета от времени.

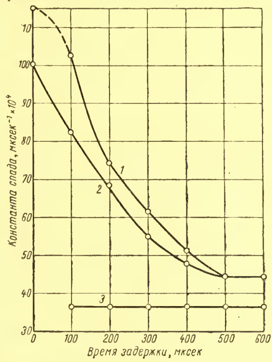


Рис. 7.3.3. Константы спада нейтронной плотности в зависимости от времени задержки после вспышки нейтронов:
1 — раствор борной кислоты; 2 — сосуд; 3 — вода.

Опыт 7—4. Определение коэффициента размножения на мгновенных нейтронах методом пульсирующего источника

7—4.1. Введение. Коэффициент размножения на мгновенных нейтронах k_p является частью полного коэффициента размножения, которая обусловлена мгновенными нейтронами. Этот коэффициент может быть легко определен импульсным методом при условии, когда частота повторения нейтронных вспышек выбрана так, что за-

паздывающие нейтроны не дают существенного вклада в кривую распада, и при условии, что измеряемая область кривой распада не чувствительна к высоким гармоникам.

7—4.2. Цель (постановка задачи). Целью данного эксперимента является определение коэффициента размножения на мгновенных нейтронах в подкритической сборке.

7—4.3. Теория и метод. Постоянная спада на мгновенных нейтронах α для гомогенной размножающей системы связана с коэффициентом размножения на мгновенных нейтронах k_p следующим соотношением:

$$\alpha = v(\Sigma_{am} + DB_g^2 + \Sigma_{af})(1 - k_p), \qquad (7.4.1)$$

где v — скорость нейтронов; $\Sigma_{am}\Sigma_{af}$ — средняя соразмерная доля полного макроскопического сечения поглощения размножающей системы или активной зоны, обусловленная замедлителем и топливом соответственно (см. приложение к этому эксперименту); D — коэффициент диффузии активной зоны (т. е. замедлитель плюс топливо); B_g^2 — геометрический лапласиан.

Это уравнение выражает баланс между нейтронами, уходящими из системы за счет поглощения и утечки, и нейтронами, приходящими в систему за счет деления на мгновенных нейтронах. (В подкритическом реакторе α отрицательно, что означает потерю нейтронов со временем.)

Теория, к которой прибегают при определении α, обсуждалась в гл. 4. Отдельные положения этой теории использовались в предыдущих опытах, как, например, опыте 7—3.

7—4.4. Материалы и аппаратура. В данном опыте используется оборудование и аппаратура, идентичная опыту 7—1.

7—4.5. Процедура измерений. Общая процедура получения данных обсуждалась в опыте 7—1 и гл. 2 и 4. Данные этого эксперимента приведены в табл. 7.4.1 и 7.4.2.

Таблица 7.4.1

Результаты эксперимента

Параметр	Данные
Активная зона	Цилиндрическая решетка, содержащая 176 топливных стержней
Интервал между импульсами	10 *мсек*
Ширина импульса нейтронов	1 *мсек*
Ширина счетного канала	0,2 *мсек*
Интенсивность пучка дейтронов	20 *мка*
Ускоряющее напряжение	$0{,}9 \cdot 10^6$ *в*
Вакуум	$12 \cdot 10^{-6}$ *мм рт. ст.*
Температура воды	29°C
BF_3-счетчик	Действующее напряжение 1750 *в*

Таблица 7.4.2

Результаты импульсных измерений

Время после вспышки нейтронов, *мсек*	Счет в канале на 10^5 полных отсчетов	Время после вспышки нейтронов, *мсек*	Счет в канале на 10^5 полных отсчетов
0,6	8526,0	1,4	825,3
0,8	4934,0	1,6	490,6
1,0	2737,0	1,8	303,0
1,2	1532,6	2,0	227,0

Счет в канале представляет среднюю величину трех измерений для каждой данной точки во времени. Среднее время жизни мгновенных нейтронов $1/\alpha$ определяется из $T_{0,1}$-периода полулогарифмического графика зависимости счета в каналах от времени после нейтронной вспышки (рис. 7.4.1). Период $T_{0,1}$ оказался равным 0,8 *мсек*. Среднее время жизни получается из уравнения

$$\frac{1}{\alpha} = T_{0,1} \lg e = 0{,}8 \lg e = 0{,}347 \text{ мсек}.$$

Коэффициент размножения на мгновенных нейтронах может быть найден из уравнения (7.4.1), представленного в форме

$$k_{\text{p}} = 1 - \frac{1}{\frac{v}{a}\left(\Sigma_{am} + DB_g^2 + \Sigma_{af}\right)}. \qquad (7.4.2)$$

Расчет k_{p} дан в приложении к этому эксперименту.

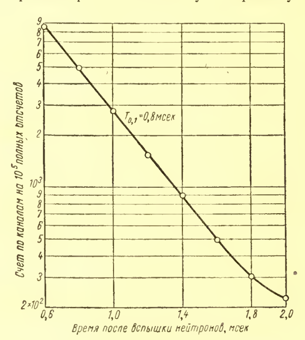


Рис. 7.4.1. Среднее время жизни мгновенных нейтронов.

7—4.6. Результаты и обсуждения. Коэффициент размножения на мгновенных нейтронах k_{p} для данной сборки равен 0,918. Этот расчет сделан на основе предположения, что уравнение (7.4.1), справедливое для гомогенных подкритических сборок, справедливо и для гетерогенных реакторов на основе модели единичной решетки Вигнера — Зейца. Эта процедура, используемая для грубых оценок в расчетах реакторов, называется иногда р а з м а з ы в а н и е м.

Обсуждение параметров, используемых для расчета коэффициента размножения на мгновенных нейтронах

Расчет k_p основан на уравнении (7.4.2), которое справедливо для гомогенной системы, но может быть применено также к гетерогенной системе. Ошибка при этом невелика. Уравнение записано здесь еще раз для удобства:

$$k_p = 1 - \frac{1}{v/\alpha\left(\sum_{am} + DB_g^2 + \sum_{af}\right)}.$$

Оценка k_p включает экспериментальное определение α с помощью импульсных измерений и последующий расчет величин D, B_g^2, Σ_{am} и Σ_{af}. Кроме того,

$$\overline{\Sigma}_a = \Sigma_{am} + \Sigma_{af} = \Sigma_{aH_2O}\frac{V_m}{V_r} + \Sigma_{aU}\frac{V_U}{V_r},$$

где Σ_{aH_2O} и Σ_{aU} — макроскопические сечения поглощения чистого замедлителя и топлива соответственно; V_m, V_U и V_r — объемы замедлителя, топлива и реактора соответственно.

Для исследуемого подкритического реактора, имеющего цилиндрическую форму, B_g^2 может быть рассчитано из выражения

$$B_g^2 = \left(\frac{2,405}{R_e}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{H_e}\right)^2, \tag{7.4.3}$$

где

$$R_e = R + \delta_r; \tag{7.4.4}$$

$$H_e = H + 2\delta_h. \tag{7.4.5}$$

В этом случае δ_r — радиальная отражательная добавка и δ_h — торцовая отражательная добавка. Физический радиус эквивалентного цилиндра R может быть рассчитан [176, 177] из радиуса единичной решетки r_c и числа топливных стержней N по формуле

$$R = r_c N^{1/2}. \tag{7.4.6}$$

Физическая высота H и эквивалентный физический радиус R изменяются на величину отражательной добавки δ, выраженной как

$$\delta \approx \left(\frac{D_1}{D_2}\right) L_2. \tag{7.4.7}$$

В этом выражении, справедливом для бесконечно толстого отражателя (условие, которое приближенно выполняется для воды, когда толщина отражателя составляет 3—4 длины диффузии), D_1 и D_2 — диффузионные коэффициенты замедлителя и отражателя; L_2 —

диффузионная длина в отражателе. Прнближенно отражатель можно считать бескоиечным, если его толщина составляет 1,5—2 длины миграции иейтроиов в реакторе. Интересио также отметить, что еслн отражатель очень тоикий, то отражательная добавка дается выраженнем

$$\delta \approx \left(\frac{D_1}{D_2}\right)T, \qquad (7.4.8)$$

где T — действнтельиая толщина отражателя [178].

В этом эксперименте коифигурацня ячейки ромбоидальная с шагом 3,98 *см*.

Блочки из естествеииого ураиа диаметром 2,54 *см* упаковаиы в алюминневые трубки с виешинм днаметром 3,17 *см*. Каждый топливый стержеиь составлеи из последовательно расположенных шести 22,8-сантиметровых ураиовых блочков. Верх и ииз трубки с ураиовыми блочками заткиуты сплошиыми алюмиииевыми пробками, каждая длнной 38,73 *см* [179]. При этих условиях замеиа соответствующих числеиных велнчнн в уравнеииях (7.4.6) и (7.4.7) дает соответствующие зиачеиия R и δ, прн помощи которых геометрический параметр может быть подсчитаи как

$$B_g^2 = \left(\frac{2,405}{30}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{230}\right)^2 = 0,0066\, см^{-2}\,.$$

Среднее сечение поглощения смесн замедлителя и топлива $\bar{\Sigma}_a$ может быть рассчитаио в предположенни одиородиой нли размазанной смесн. Для велнчнны отношеиия замедлителя к топлнву 1,5/1:

$$\bar{\Sigma}_a = \Sigma_{aH_2O}\frac{1,5}{2,5} + \Sigma_{aU}\,\frac{1}{2,5} = 0,158\, см^{-1}\,,$$

где топлнвом является естествениый уран, а замедлнтелем — обычиая вода.

Коэффнциеит диффузнн может быть рассчнтан в предположении, что справедлива модель едиинчной ячейкн Вигиера — Зейтца ядерного реактора. На этом осиоваиин можио нспользовать следующее соотношенне:

$$D = \frac{\Sigma_s}{3\Sigma_t\,(\Sigma_t - \mu\Sigma_s)}\,,$$

где Σ_s и Σ_t — макроскопнческое и полное макроскопическое сечеиие рассеяиия соответствеино.

В случае слабого поглощения н изотропного рассеяиия это выражеиие сводится к

$$D = \frac{1}{3\Sigma_s}\,.$$

Селенгут, нспользуя модель единнчной решеткн Вигнера — Зейтца, описал другой способ расчета D гетерогениой активиой зоиы [180]. В даниом случае величниа D для гетерогениой активной зоиы, одиако, не была рассчитана; вместо этого нспользовался коэффн-

циент диффузии чистой воды, так как расчеты по уравнению (7.4.2) показывают, что вклад в коэффициент диффузии, обусловленный металлическим ураном, изменяет величину k, всего на 0,2%. Использовался коэффициент диффузии 0,18 *см*. Коэффициент для чистого естественного урана равен 0,681 *см*. Так как использовалось сечение поглощения для kT-нейтронов при 20° С, то для расчета бралась соответствующая скорость нейтронов 2200 *м/сек*. Коэффициент размножения на мгновенных нейтронах может теперь быть определен из уравнения (7.4.2) как:

$$k_p = 1 - \frac{1}{(2,2\cdot 10^5\cdot 0,347\cdot 10^{-3})\,(0,158 + 0,0066\cdot 0,18)}$$

или

$$k_p = 1 - 0,082 = 0,918.$$

Опыт 7—5. Влияние отношения объемов замедлителя и топлива на период подкритического реактора на мгновенных нейтронах

7—5.1. Введение. Среди других параметров периоды на мгновенных нейтронах ядерных реакторов зависят от геометрии активной зоны и отношения объемов замедлителя и топлива. Для определенных конфигураций возможны оптимальные размеры, при которых реактор будет иметь наибольший период с наименьшим количеством топлива.

7—5.2. Цель (постановка задачи). Целью этого эксперимента является исследование эффекта изменения отношения объема замедлителя к топливу на период подкритического реактора.

7—5.3. Теория и метод. Наряду с другими факторами в гетерогенных реакторных системах коэффициент теплового использования нейтронов зависит также от отношения объема замедлителя к топливу. Для гетерогенных систем из естественного урана и графита и данного радиуса единичной ячейки по мере того, как это отношение увеличивается, коэффициент теплового использования нейтронов уменьшается, а вероятность избежать резонансного захвата увеличивается. Утечка нейтронов, которая является функцией геометрического лапласиана, зависит от пространственной структуры активной зоны, и большая активная зона может характеризоваться более высокой экономией нейтронов, чем более компактная зона с тем же самым количеством топлива, из-за снижения утечки нейтронов из системы. Как следствие этого пери-

од увеличивается. Это общее утверждение, а в действительном случае период увеличивается обратно пропорционально отношению замедлителя к топливу.

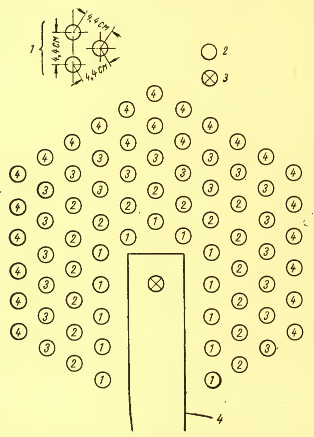


Рис. 7.5.1. Загрузка активной зоны реактора $V_m/V_f=5{,}5$: *1* — детали решетки; *2* — топливные стержни; *3* — BF_3-счетчик; *4* — трубка Ван-де-Граафа (числа в кружочках показывают стадии загрузки).

Изменение геометрии (по мере того, как загрузка изменяется) будет также влиять на период, и можно ожидать, что для какой-либо определенной сборки получим бо́льший период, чем для других. В этом эксперименте подкритический реактор систематически загружается по-

следовательно для данного отношения замедлителя к топливу и период оценивается для каждой стадии процесса загрузки. Этот процесс повторялся для различных отно-

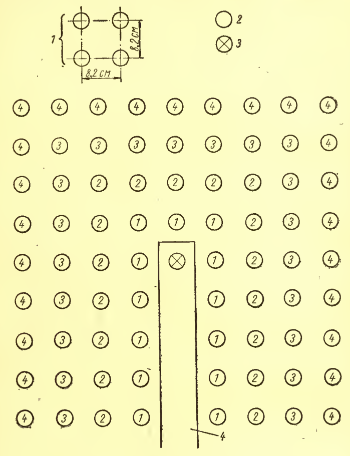


Рис. 7.5.2. Загрузка активной зоны реактора $V_m/V_f=1{,}5$:

1 — детали решетки; *2* — топливные стержни; *3* — BF_3-счетчик; *4* — трубка Ван-де-Граафа (числа в кружочках показывают стадии загрузки).

шений объемов замедлителя к топливу, но полное количество используемого топлива оставалось тем же самым, как в соответствующей стадии загрузки для предыдуще-

го отношения замедлителя к топливу. Затем $1/\alpha$ строилась как функция числа топливных стержней, используемых в каждой стадии. Методика, касающаяся определения периодов подкритических реакторов ($1/\alpha$), дается в эксперименте 7—1 и в общей теории работы с импульсными источниками нейтронов (см. гл. 4).

7—5.4. Материалы и аппаратура. Материалы и оборудование, используемые в эксперименте, являются теми же самыми, что и в опыте 7—1.

7—5.5. Процедура измерений. Общая процедура получения и обработки данных обсуждалась в опыте 7—1. Данные для определения мгновенного периода реактора получены для каждого из пяти этапов загрузки для двух отношений объемов замедлителя к топливу. Загрузка ведется от центра активной зоны, как показано на рис. 7.5.1 и 7.5.2. Счет по каналам на 10^5 отсчетов брался как среднее из трех измерений для каждой точки. Данные опыта суммированы в табл. 7.5.1—7.5.4.

Таблица 7.5.1

Результаты эксперимента

Параметр	Данные
Интервал между импульсами	10 *мсек*
Ширина нейтронного импульса	0,5 *мсек*
Интенсивность пучка дейтронов	45 *мка*
Ширина канала	0,2 *мсек*; 0,1 *мсек*
Ускоряющее напряжение	$0{,}9\cdot10^6$ *в*
Вакуум	$12\cdot10^{-4}$ *мм рт. ст.*
$V_m/V_f = \frac{\text{объем замедлителя}}{\text{объем топлива}}$	5,5; 1,5
BF_3-счетчик	Действует при напряжении 1750 *в*

Заметим, что в каждом случае ширина канала равна 0,1 *мсек* для стадий 1 и 2 и 0,2 *мсек* для стадий 3 и 4. Мгновенный период $1/\alpha$ определяется из наклона полулогарифмического графика для этих данных, которые показаны на рис. 7.5.3 и 7.5.4. Эти значения включают прямолинейную часть кривой и поэтому дают истинную ве-

Таблица 7.5.2

Результаты импульсиых измерений для $V_m/V_f = 5{,}5$

Время после нейтронной вспышкн, *мсек*	Счет по каналам на 10^5 полных отсчетов			
	стадия 1	стадия 2	стадия 3	стадия 4
0,6	4349,0	8172,3	8919,3	8944,3
0,7	3172,0	—	—	—
0,8	2249,3	4637,6	5206,6	5093,3
0,9	1643,0	—	—	—
1,0	1144,3	2384,3	2804,3	2806,6
1,2	—	1290,3	1662,3	1663,6

Таблица 7.5.3

Результаты импульсиых измерений для $V_m/V_f = 1{,}5$

Время после нейтронной вспышки, *мсек*	Счет по каналам на 10^5 полных отсчетов			
	стадия 1	стадия 2	стадия 3	стадия 4
0,4	—	—	14802,0	15842,6
0,5	6406,0	6697,3	—	—
0,6	4720,3	4813,3	7413,3	8120,3
0,7	3347,3	3340,0	—	—
0,8	2290,3	2393,3	3680,6	4045,6
0,9	1611,0	1650,0	—	—
1,0	—	—	1758,3	2108,3

Таблица 7.5.4

Результаты импульсиых измерений для обычной воды (стадия 0)

Время после вспышкн, *мсек*	Счет по каналам на 10^5 полных отсчетов	Время после вспышкн, *мсек*	Счет по каналам на 10^5 полных отсчетов
0,6	2750,0	0,9	988,3
0,7	1930,0	1,0	714,0
0,8	1381,0	—	—

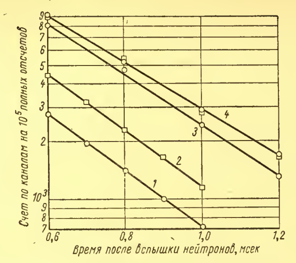


Рис. 7.5.3. Кривые спада плотности нейтронов для различных стадий загрузки при $V_m/V_f=5{,}5$:
1 — вода; *2* — стадия 1; *3* — стадия 2; *4* — стадии 3 и 4.

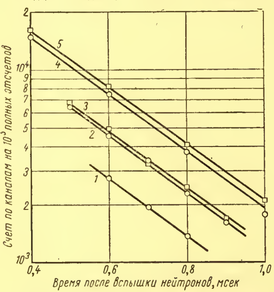


Рис. 7.5.4. Кривые спада плотности нейтронов для различных стадий загрузки при $V_m/V_f=1{,}5$:
1 — вода; *2* — стадия 1; *3* — стадия 2; *4* — стадия 3; *5* — стадия 4.

личину периода на мгновенных нейтронах. Период $T_{0,1}$ из этих графиков связан с периодом $1/\alpha$ соотношением

$$1/\alpha = T_{0,1} \lg e \,. \qquad (7.5.1)$$

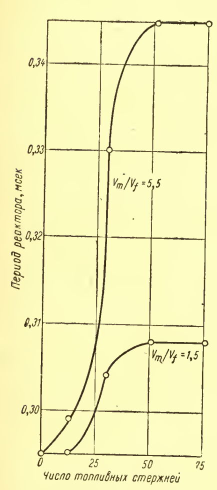


Рис. 7.5.5. Период подкритического реактора в зависимости от числа топливиых стержней для двух величии отиошеиия объемов замедлителя к топливу.

Различные значения периода на мгновенных нейтронах затем строятся как функция числа топливных стержней, имеющихся в системе для двух случаев.

7—5.6. Результаты и обсуждения. В табл. 7.5.5 приводятся значения $T_{0,1}$ для различных загрузок. Соответствующие периоды на мгновенных нейтронах даны также как функции загрузки.

На рис. 7.5.5 представлен график периода подкритического реактора в зависимости от имеющегося в зоне числа топливных стержней для двух величин отношения замедлителя к топливу. В условиях этого эксперимента оказывается, что для любого числа топливных стержней активная зона с более высоким отношением замедлителя к топливу будет иметь более длинный период $1/\alpha$. Это, однако, не означает, что в этой системе и коэффициент раз-

множения на быстрых нейтронах больше, поскольку среднее время жизни нейтронов внутри активных зон может резко отличаться. Следует также отметить, что, после того как 50 топливных стержней будут загружены, дальнейшее увеличение количества топлива не изменит периода.

Таблица 7.5.5

Влияние загрузки на период подкритического реактора

Стадия загрузки	Топливные стержни	$T_{0,1}$, мсек	$1/\alpha$, мсек	Стадия загрузки	Топливные стержни	$T_{0,1}$, мсек	$1/\alpha$, мсек
$V_m/V_f = 5,5$				$V_m/V_f = 1,5$			
0	0	0,68	0,295	0	0	0,68	0,295
1	13	0,69	0,299	1	13	0,68	0,295
2	30	0,76	0,330	2	30	0,70	0,308
3	51	0,80	0,345	3	51	0,71	0,308
4	76	0,80	0,345	4	76	0,71	0,308

Опыт 7—6. Влияние поглощающих стержней на период подкритического реактора

7—6.1. Введение. Поглотитель нейтронов может быть введен в ядерный реактор несколькими путями: естественно в виде продуктов деления, искусственно в виде регулирующих стержней и, наконец, специально — для выравнивания потока. В любом случае часто желательно иметь возможность количественных оценок влияния этих поглотителей на реактивность реактора.

7—6.2. Цель (постановка задачи). Целью этого эксперимента является определение влияния контролируемого количества поглотителя на период подкритического реактора.

7—6.3. Теория и метод. Когда поглотитель вводится в подкритический или критический реактор, коэффициент размножения изменяется и, конечно, также изменяется реактивность (см. гл. 4). Это изменение можно обозначить через α, которое является средним числом поколений нейтронов в единицу времени, или, что эквивалентно, через период реактора τ, величину, обратную α. Наличие поглотителя в активной зоне увеличивает α и соответственно укорачивает τ. Более четкое представление может быть получено при следующем рассмотрении. Предположим, что в некоторый момент $t=0$ имеется N_0 мгновен-

ных нейтронов. Пусть коэффициент размножения на мгновенных нейтронах будет k_p, а время генерации поколения мгновенных нейтронов l_p. Через время l_p будет $k_p N_0$ нейтронов вместо N_0. Через два поколения нейтронов, или время $2 l_p$, будет $k_p^2 N_0$ нейтронов, через три поколения, или $3 l_p$, будет $k_p^3 \; N_0$ нейтронов и т. д. Для подкритического реактора, работающего только на мгновенных нейтронах, применимо следующее отношение:

$$N(t) = N_0 \, e^{-[(1-k_p)/l_p]t} = N_0 \, e^{-\alpha t} = N_0 \, e^{-t/\tau}. \quad (7.6.1)$$

В этом выражении предполагается, что высшие гармоники α_{lnm} подавлены и преобладает только основная гармоника $\alpha_m = \alpha$. Для гомогенного реактора без диффузионного охлаждения (см. гл. 4) имеем

$$\alpha = v(\Sigma_a + DB_g^2 + \Sigma_{af})(1 - k_p), \quad (7.6.2)$$

где Σ_a — макроскопическое сечение поглощения замедлителя *; Σ_{af} — макроскопическое сечение поглощения топлива *; v — скорость нейтрона; D — коэффициент диффузии; B_g^2 — геометрический лапласиан, зависящий от формы и размеров сборки; k_p — коэффициент размножения на мгновенных нейтронах.

Поглощение и утечка нейтронов из реактора определяются величинами $\Sigma_a + \Sigma_{af}$ и DB_g^2 соответственно. Уравнение (7.6.2) показывает некоторые факторы, влияющие на α, которые могут быть изменены введением поглотителя или изменением отношения замедлителя к топливу. В предыдущем обсуждении предполагалось, что запаздывающие нейтроны не играют роли, что было бы справедливо, если процедура пульсации соответствующим образом контролировалась. Когда среда неразмножающая и диффузионным охлаждением можно пренебречь, то

$$\alpha = v(\Sigma_a + DB^2). \quad (7.6.3)$$

---

* В уравнении (7.6.2) Σ_a и Σ_{af} не являются сечениями поглощения чистого замедлителя и топлива соответственно, так как каждая единица объема гомогенной системы содержит атомы или молекулы как замедлителя, так и топлива. Действительные величины зависят от атомов и молекул каждого материала, находящегося в единице объема.

Рассмотрим теперь эффект отравления. Его можно выразить как уменьшение $k_р$ на некоторую величину Δk, и α перепишется поэтому в форме:

$$\alpha = \frac{(1 - k_р + \Delta k)}{l_р} = \frac{[1 - k_{эфф}(1 - \beta^*) + \Delta k]}{l_р}, \qquad (7.6.4)$$

где β^* — эффективная доля запаздывающих нейтронов, а $k_{эфф}$ — эффективный коэффициент размножения.

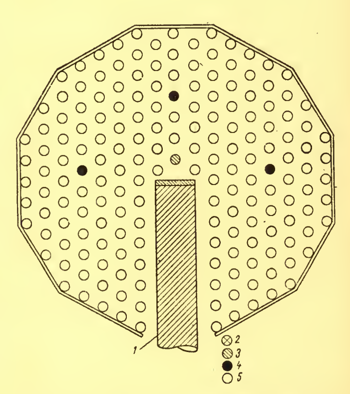


Рис. 7.6.1. Активная зона с поглощающими стержнями:
1 — ускорительная трубка; *2* — BF_3-счетчик; *3* — полая алюминиевая трубка; *4* — поглощающие стержни; *5* — топливные стержни.

Здесь уместно было бы вспомнить, что когда реактор подсвечивается, то нейтроны вводятся короткими вспыш-

ками. Как только вспышка заканчивается, спад плотности нейтронов измеряется посредством счета нейтронов, заключенных в интервале времени между t и $t+\Delta t$. График, получаемый в полулогарифмическом масштабе, криволинейного типа в течение короткого времени после окончания вспышки, затем он становится прямолинейным в течение некоторого времени, а потом переходит в линию с умеренным наклоном вследствие присутствия запаздывающих нейтронов (см. гл. 4). Искомая величина α получается из прямолинейной части, т. е. части кривой, описываемой экспонентой. Измеренная величина α будет обусловлена мгновенными нейтронами, если частота повторения выбрана так, что запаздывающие нейтроны не дают значительного вклада в кривую спада.

7—6.4. Материалы и аппаратура. Оборудование, используемое в этом эксперименте, то же самое, что и в опыте 7—1.

Три поглощающих стержня сконструированы из алюминиевых трубок, служащих обычно для изготовления топливных стержней из естественного урана. Эти трубки наполнены бурой весом 1,002 *кг* ($Na_2B_4O_7 \cdot 10H_2O$) и снабжены таким приспособлением, что они могут быть введены в активную зону на различную глубину. Устрой-

Таблица 7.6.1

Результаты эксперимента

Параметр	Данные
Активная зона	Стандартная решетка, содержащая 173 топливных стержня
Поглощающие стержни	Три алюминиевые трубки, заполненные бурой
Интервал между импульсами	50 *мсек*
Ширина нейтронного импульса	0,1 *мсек*
Ширина счетного канала	0,2 *мсек*
Интенсивность пучка дейтронов	20 *мка*
Ускоряющее напряжение	$0{,}9 \cdot 10^6$ *в*
Вакуум	$8{,}0 \cdot 10^{-4}$ *мм рт. ст.*
BF_3-счетчик	Работает при напряжении 1750 *в*

ство активной зоны реактора с местами размещения поглощающих стержней показано на рис. 7.6.1.

7—6.5. Процедура измерений. Общая методика получения и обработки данных обсуждалась в опыте 7—1. Результаты, используемые для определения периода реактора на мгновенных нейтронах, получены с полностью введенными поглощающими стержнями, частично извлеченными и полностью извлеченными. Опытные данные сведены в табл. 7.6.1 и 7.6.2. Кроме того, даны средние значения трех отсчетов в каждой точке.

Таблица 7.6.2

Счет в каналах на 10^5 полных отсчетов в зависимости от R*

R, *м*	Время задержки δ**, *мсек*			
	0,6	0,8	1,0	1,2
0,0	7567,0	4036,6	1995,0	1049,3
0,5	7753,6	4103,0	2125,6	1157,0
1,0	8396,6	4688,6	2407,0	1315,6
1,5	8902,6	4937,3	2789,6	1505,6
2,0	8833,3	5019,0	2799,3	1494,3

* R — высота извлечения стержня; например, 0,0 означает, что стержни полностью введены.

** δ — время задержки или время после вспышки нейтронов, при котором начинается счет.

Периоды $1/\alpha$ определяются из наклонов полулогарифмических графиков полученных результатов для различных степеней отравления, показанных на рис. 7.6.2. Эти величины лежат на прямолинейных частях кривых и дают истинный период на мгновенных нейтронах. Уравнение (7.6.5) связывает $T_{0,1}$ с соответствующими периодами:

$$\frac{1}{\alpha} = \tau = T_{0,1} \lg e. \qquad (7.6.5)$$

Различные величины периодов на мгновенных нейтронах построены в зависимости от степени извлечения стержней.

7—6.6. Результаты и обсуждения. Периоды $T_{0,1}$ для различных количеств поглотителя даны в табл. 7.6.3. Соответствующие периоды на мгновенных нейтронах при-

водятся как функция положения поглощающего стержня (см. рис. 7.6.3).

Из рис. 7.6.3 ясно, что извлечение стержней увеличивает период реактора на мгновенных нейтронах, следова-

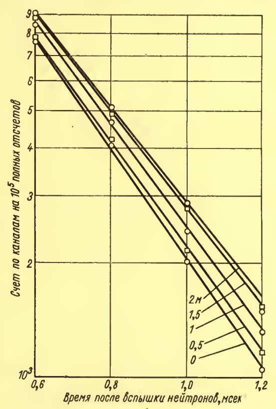


Рис. 7.6.2. График, измеренный посредством введения стержня на различную глубину, показывающий влияние различных количеств поглотителя. Полное введение стержня соответствует 0 (максимальное количество поглотителя).

тельно, увеличивает и коэффициент размножения на мгновенных нейтронах. Могут быть сделаны расчеты возрастания коэффициента размножения на мгновенных нейтронах на единицу длины поглощающего стержня.

Таблица 7.6.3

Влияние поглощающих стержней на период подкритического реактора

Извлечение стержней, *м*	Параметр $T_{0,1}$, *мсек*	Параметр $1/\alpha$, *мсек*	Извлечение стержней, *м*	Параметр $T_{0,1}$, *мсек*	Параметр $1/\alpha$, *мсек*
0 (полностью погружены)	0,70	0,304	1,0	0,76	0,330
0,5	0,73	0,317	1,5	0,78	0,339
			2,0	0,80	0,347

Поглощающие стержни или сборки поглощающих стержней поэтому калибруются по степени изменения коэффициента размножения на мгновенных нейтронах (в долла-

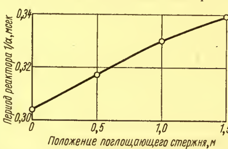


Рис. 7.6.3. Периоды на мгновенных нейтронах в зависимости от положения поглощающего стержня.

ровых единицах реактивности или в обратных часах) для конкретной конфигурации размещения стержней в активной зоне [см. уравнение (7.6.4)].

Опыт 7—7. Измерение коэффициента теплового использования нейтронов

7—7.1. Введение. Коэффициент теплового использования нейтронов в тепловом реакторе является очень важным параметром. Он был измерен с помощью фольг. Этот метод измерения был кратко описан Коутсом [181] и более детально Вейнбергом и Вигнером [182].

Другой способ измерения коэффициента теплового использования нейтронов связан с применением импульсной техники. Этот эксперимент не был выполнен в лаборатории подкритических реакторов РПИ, но процедура выполнения этого эксперимента и обработки данных была бы той же самой, что и описанная в предыдущих опытах. Простая теория проведения этого эксперимента будет обсуждена ниже.

7—7.2. Цель (постановка задачи). Целью эксперимента является измерение коэффициента теплового использования размножающей среды импульсным методом.

7—7.3. Теория. Среднее время жизни тепловых нейтронов в бесконечной среде равно

$$\tau_0 = \frac{1}{v\,\Sigma_a} = \frac{1}{\alpha_0}\,, \qquad (7.7.1)$$

где v — соответствующая скорость тепловых нейтронов (например, она могла быть наиболее вероятной или средней скоростью в зависимости от условий; для строго моноэнергетических нейтронов она просто соответствует их энергии); Σ_a — макроскопическое сечение поглощения бесконечной размножающей среды и α_0 — постоянная спада нейтронов или число поколений нейтронов в единицу времени в бесконечной размножающей среде ($\alpha_0\tau = 1$).

Если размножающая среда заключена в конечном сосуде, то утечка нейтронов из сосуда эквивалентна поглощению и среднее время жизни нейтронов равно

$$\tau = \frac{1}{v\Sigma_a}\,\frac{1}{1+L^2B_g^2} = \frac{\tau_0}{1+L^2B_g^2} = \frac{1}{\alpha_0\left(1+L^2B_g^2\right)} = \frac{1}{\alpha}\,, \quad (7.7.2)$$

где τ — среднее время жизни в конечной размножающей среде; α — постоянная спада нейтронов в конечной размножающей среде; L^2 — квадрат длины диффузии в конечной размножающей среде; B_g^2 — геометрический лапласиан сосуда.

Для гомогенной размножающей среды с низкой концентрацией топлива (частный случай) связь между L^2 и L_m^2 квадратом длины диффузии замедлителя имеет вид

$$L^2 = L_m^2(1-f) = \frac{D_m}{\Sigma_{am}}(1-f), \qquad (7.7.3)$$

где f — коэффициент теплового использования; D_m — коэффициент диффузии замедлителя; Σ_{am} — макроскопическое сечение поглощения замедлителя.

Если, однако, концентрация достаточно велика [183], то уравнение (7.7.3) имеет вид

$$L^2 = L_m^2(1-f)\left[1 - \frac{N_U\sigma_{rU}}{N_m\sigma_{trm}} + \left(\frac{N_U\sigma_{trU}}{N_m\sigma_{trm}}\right)^2 \quad \ldots\right], \quad (7.7.4)$$

где N_U — число ядер урана в единице объема; N_m — число ядер замедлителя в единице объема; σ_{trU} — транспортное микроскопическое сечение урана; σ_{trm} — транспортное микроскопическое сечение замедлителя.

Ясно, что если $N_m\sigma_{tr} \gg N_U\sigma_{trU}$ или равным образом если $N_m \gg N_U$ (так как σ_{trm} и σ_{trU} величины одного порядка), то использование уравнения (7.7.3) оправдано. Уравнение (7.7.3) может быть применено и к конечным гетерогенным размножающим системам. Однако, чтобы учесть уменьшение плотности замедлителя из-за наличия топливных каналов, требуется модифицировать уравнения (7.7.3). Эта модификация [183] получается умножением правой части уравнения [7.7.3] на квадрат отношения объема реактора к объему замедлителя:

$$L^2 = L_m^2(1-f)\left(\frac{V_r}{V_m}\right)^2; \quad (7.7.5)$$

$$L^2 = L_m^2(1-f)\left(\frac{R+1}{R}\right)^2, \quad (7.7.6)$$

где V_r — объем реактора;
V_m — объем замедлителя, а
R — отношение объема замедлителя V_m к объему топлива V_f.

Подставляя величину L^2 из уравнения (7.7.3) в уравнение (7.7.2), получим

$$\tau = \frac{1}{v\Sigma_a\left[1 + L_m^2B_g^2(1-f)\right]} \quad (7.7.7)$$

или

$$\tau = \frac{\tau_0}{1 + L_m^2B_g^2(1-f)}. \quad (7.7.8)$$

Решая уравнение (7.7.8) для f, получаем:

$$f = 1 - \left(\frac{\tau_0 - \tau}{\tau}\right) \frac{1}{L_m^2 B_g^2} \tag{7.7.9}$$

или

$$f = 1 - \frac{(\alpha - \alpha_0)}{\alpha_0} \frac{1}{L_m^2 B_g^2}. \tag{7.7.10}$$

Оценка f может быть сделана из уравнения (7.7.10).

Постоянная спада α измеряется экспериментально импульсным методом. Так как $\alpha_0 = v\Sigma_a$, то эта величина может быть рассчитана. Квадрат длины диффузии замедлителя L_m^2 рассчитывается или измеряется. Геометрический лапласиан B_g^2 может быть рассчитан из формы и размеров сосуда. К сожалению, у такого расчета много серьезных неопределенностей. Уравнение (7.7.7) может быть преобразовано в более полезную форму с помощью следующей процедуры. Уравнение (7.7.3) эквивалентно уравнению

$$\frac{D}{\Sigma_a} = \frac{D_m (1-f)}{\Sigma_{am}}. \tag{7.7.11}$$

Для низких концентраций топлива $D = D_m$, и поэтому

$$\Sigma_a = \frac{\Sigma_{am}}{(1-f)}. \tag{7.7.12}$$

Если величину Σ_a подставить в (7.7.7), получим

$$\tau = \frac{1}{\alpha} = \frac{1-f}{v\Sigma_{am}\left[1 + L_m^2 B_g^2 (1-f)\right]} \tag{7.7.13}$$

или

$$\tau = \frac{\tau_m (1-f)}{1 + L_m^2 B_g^2 (1-f)} = \frac{1-f}{\alpha_m \left[1 + L_m^2 B_g^2 (1-f)\right]}, \tag{7.7.14}$$

где τ_m — среднее время жизни нейтронов в замедлителе бесконечных размеров и α_m — число поколений нейтронов в единицу времени в замедлителе бесконечных размеров.

Когда уравнения (7.7.13) и (7.7.14) решены относительно f, получаем

$$f = 1 + \frac{\tau}{\tau L_m^2 B_g^2 - \tau_m} \qquad (7.7.15)$$

или

$$f = 1 + \frac{\alpha_m}{\alpha_m L_m^2 B_g^2 - \alpha}. \qquad (7.7.16)$$

Величина f может быть получена из уравнения (7.7.16) измерением α экспериментально с применением импульсного метода; значение α_m находим расчетным путем, так как v и Σ_{am} замедлителя обычно известны или могут быть получены экспериментально для замедлителя бесконечного размера (т. е. замедлитель должен быть такого размера, чтобы утечка нейтронов во внешнюю среду была незначительна); L_m^2 обычно известно или может быть измерено; B_g^2 рассчитывается из формы и размеров размножающей среды, но, как указывалось ранее, результаты расчетов могут быть неточны.

Интересно отметить, что для размножающих систем бесконечных размеров уравнения (7.7.15) и (7.7.16) сводятся к выражению

$$f = 1 - \frac{\tau}{\tau_m} = 1 - \frac{\alpha_m}{\alpha}. \qquad (7.7.17)$$

Эти результаты могут быть изображены несколько иначе, например, следующим образом:

$$\tau = \tau_m (1 - f); \qquad (7.7.18)$$

$$\alpha_m = \alpha (1 - f). \qquad (7.7.19)$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Rutherford E. et al. Radiations from Radioactive Substances, p. 167, Cambridge University Press. London, 1930.
2. Rutherford E., Geiger N. (appendel statistical note by H. Bateman). The Probability, Variations, and the Distribution of a Particles, Phil. Mag., **6** (20), 698 (1910).
3. Negben L. Mathematics for the Million, p. 330, W. W. Norton & Company, Inc., New York, 1943.
4. Rutherford E. et al. Radiations from Radioactive Substances, p. 172, Cambridge University Press. London, 1930.
5. Arley N., Buch K. R. Introduction to the Theory of Probability and Statistics, pp. 157, 160, 163, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1950.
6. David F. N. A Statistical Primer, p. 104, Charles Griffin & Company, Ltd., London, 1953.
7. Arley N., Buch K. R. Introduction to the Theory of Probability and Statistics, pp. 159, 162, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1950.
8. Fisher R. A. Statistical Methods for Research Workers, 12th ed., pp. 45, 80, Hafner Publishing Company, Inc., New York, 1954.
9. Evans R. D. The Atomic Nucleus, p. 763, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955.
10. Moroney M. J. Facts from Figures, p. 114, Penguin Books, Inc., Baltimore, 1958.
11. Arley N., Buch K. R. Introduction to the Theory of Probability and Statistics, p. 160, John Wiley & Sons. Inc., New York, 1950.
12. Freund J. E. Modern Elementary Statistics, p. 184. Prentice-Hall, Inc., New York, 1955.
13. Fisher R. A. Statistical Methods for Research Workers, 12th ed., p. 22. Hafner Publishing Company, Inc., New York, 1954.
14. Pearson K. On the Criterion That a Given System of Deviations from the Probable in the Case of a Correlated System of Variables Is Such That It Can Be Reasonably Supposed to Have Arisen from Random Sampling, Phil. Mag., **5** (50), 157 (1900).
15. Fisher R. A. Statistical Methods for Research Workers, 12th ed., p. 80. Hafner Publishing Company, Inc., New York, 1954.
16. Fisher R. A. Statistical Methods for Research Workers, 12th ed., p. 112. Hafner Publishing Company, Inc., New York, 1954.
17. Fraser D. A. S. Statistics, An Introduction, p. 204, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1958.

18. Fisher R. A. Statistical Methods for Research Workers, 12th ed., p. 174. Hafner Publishing Company, Inc., New York, 1954.
19. Volk W. Applied Statistics for Engineers, p. 98. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1958.
20. Fisher R. A. Statistical Methods for Research Workers, 12th ed., p. 209. Hafner Publishing Company, Inc., New York, 1954.
21. Croxton F. E. Elementary Statistics with Applications in Medicine and the Biological Sciences, Dover Publications, Inc., New York, 1953.
22. Cooper R. D., Cotton E. C. Half Life of S^{35}, Science, **129**, 1360 (1959).
23. Overman R. T., Clark H. M. Radioisotope Techniques, Chap. 3, p. 98, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1960.
24. Friedlander G., Kennedy J. W. Nuclear and Radiochemistry, Chap. 9, p. 264, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1960.
25. Handbook of Chemistry and Physics, 42nd ed., p. 450. Chemical Rubber Publishing Company, Cleveland. Ohio, 1960—1961.
26. Slack L., Way K. Radiations from Radioactive Atoms in Frequent Use, USAEC Report M-6965. February, 1959.
27. Stehn J. F. Tables of Radioactive Nuclides, Nucleonics, **18** **(11)**, 186 (1960).
28. Bleuler E., Goldsmith G. J. Experimental Nucleonics, p. 111. Rinehart & Company, Inc., New York, 1956.
29. Studier M. H., Hyde E. K. A New Radioactive Series — the Protactinium Series, Phys. Rev., **74**, 591 (1948).
30. Overman R. T., Clark H. M. Clark, Radioisotope Techniques, p. 295. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1960.
31. Overman R. T., Clark H. M. Radioisotope Techniques, pp. 214 and 298. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1960.
32. Perkel D. H. Resolving Complex Decay Curves, Nucleonics, **15 (6)**, 103 (1957).
33. The Reactor Handbook, **1** Physics, pp. 25-29. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955; also issued as USAEC Report AECD-3645.
34. Tittle C. W. Nucleonics, **8**, **(6)** 5 (1951).
35. Overman R. T., Clark H. M. Radioactive Isotopes, pp. 226—230. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1960.
36. Tittle C. W. Nucleonics, **9 (1)**, 60 (1951).
37. Jahnke E. et al. Tables of Higher Functions, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1960.
38. Skyrme T. H. R. British Report AERE MS-91 (including MS-91A), 2nd ed., 1961.
39. Gallagher T. D. Nuclear Sci. and Engng, **3**, 110 (1958).
40. Sola A. Nucleonics, **18 (3)**, 78 (1960).
41. Ritchie R. H., Eldridge H. B. Nucl. Sci. and Engng, **8**, 300 (1960).
42. Zweifel P. F. Nucleonics, **18 (11)**, 174 (1960).
43. Hill J. E. et al. J. Appl. Phys., **26**, 1013 (1955).
44. Stewart H. B., Gavin G. B. USAEC Report KAPL-329 (Pt. 1), Knolls Atomic Power Laboratory, Sept., 20, 1950.
45. Wade J. W. Nucl. Sci. and Engng, **4**, 12 (1958).
46. The Reactor Handbook, **1**, Physics, p. 50, MsGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955; also issued as USAEC Report AECD-3645.

47. Hughes D. J. Pile Neutron Research, pp. 131—132. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Cambridge, Mass., 1953.
48. Valente F. A., Sullivan R. E. Nucl. Sci. and Engng, 6, 162 (1959).
49. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, pp. 126, 288. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton. N. J., 1956.
50. Rush J. H. Phys. Rev., 73, 271 (1948).
51. Auerbach T. USAEC Report BNL-370, Brookhaven National Laboratory, November, 1955.
52. Hughes D. J. Pile Neutron Research, pp. 62—64, 68—70, 130—134, 373, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Cambridge. Mass., 1953.
53. Amaldi E. Production of Slowing-down Neutrons, pp. 360—364. Handbuch der Physik, 38, Part 2, Springer-Verlag. Berlin, 1959.
54. Amaldi E. Production of Slowing-down Neutrons, pp. 352—359. Handbuch der Physik, 38, Part 2, Springer-Verlag. Berlin, 1959.
55. Amaldi E. Production of Slowing-down Neutrons, pp. 633—637. Handbuch der Physik, 38, Part 2, Springer-Verlag. Berlin, 1959.
56. The Reactor Handbook, 1, Physics, p. 18. MsGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955; also issued as USAEC Report AECD-3645.
57. Wigner E. P., Wilkins J. E., Jr., USAEC Report AECD-2275, Sept. 14, 1944.
58. Amster H. J. Nucl. Sci. and Engng, 2, 394 (1957).
59. Harris S. P. et al. Phys. Rev., 79, 11 (1950).
60. The Reactor Handbook, 1, Physics, p. 51. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955; also issued as USAEC Report AECD-3645.
61. Price W. J. Nuclear Radiation Detection, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1958.
62. Allen W. D. Neutron Detection, Philosophical Library, Inc., New York, 1960.
63. Amaldi E. Production of Slowing-down Neutrons, pp. 87—89, 107—132. Handbuch der Physik, 38, Part 2, Springer-Verlag. Berlin, 1959.
64. Curtiss L. F. Introduction to Neutron Physics, Chap. 3, D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton. N. J., 1959.
65. Amaldi E. Production of Slowing-down Neutrons, p. 113, Handbuch der Physik, 38, Part 2, Springer-Verlag. Berlin, 1959.
66. Stewart L. Phys. Rev., 98, 740 (1955).
67. Shpethyi A. I. Soviet Physics JETP, 5 (3), 357 (1957).
68. Alvarez L. W. The Production of Collimated Beams of Monochromatic Neutrons in the Temperature Range 300 —10° K, Phys. Rev., 54, 609 (1938).
69. Manley J. H. et al. The Mean Life of Neutrons in Water and the Hydrogen Capture Cross Section, Phys. Rev., 61, 152 (1942).
70. Von Dardel G. F. The Interaction of Neutrons with Matter Studied with a Pulsed Neutron Source, Trans. Roy. Inst. Technol. Stockholm, No. 75 (1954).
71. Von Dardel G. F., Sjostrand N. G. The Diffusion Parameters of Thermal Neutrons in Water, Phys. Rev., 96, 1245 (1954).
72. Von Dardel G. F., Sjostrand N. G. Absorption Cross

Section of Boron for Thermal Neutrons, Phys. Rev., **96**, 1566 (1954).
73. Scott F. R. et al. Thermal Neutron Capture Cross Sections of Hydrogen, Boron and Silver, Phys. Rev., **95**, 582 (1954).
74. Антонов А. В. и др. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 11.
75. Рамана Р. и др. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 35.
76. Beckurts K. H. Measurements with a Pulsed Neutron Source, Nucl. Sci. and Engng, **2**, 516 (1957).
77. Campbell E. C., Stelson P. H. Experiments with Pulsed Neutron Source, in Physics Division Semiannual Progress Report for Period Ending, March 10, 1956; USAEC Report ORNL-2076, p. 32, Oak Ridge National Laboratory, 1956.
78. De Saussure G., Silver E. G. Time-Dependent Neutron Diffusion Measurements, in Annual Progress Report for Period Ending, Sept. 1, 1958; USAEC Report ORNL-2609, p. 59, Oak Ridge National Laboratory, 1958.
79. Andrews W. M. Measurement of the Temperature Dependence of the Neutron Diffusion Properties in Beryllium using a Pulsed Neutron Technique, USAEC Report UCRL-6083, University of California Radiation Laboratory, August, 1960.
80. Meadows J. W., Whalen J. F. Thermal Neutron Absorption Cross Sections by the Pulsed Method, Nucl. Sci. and Engng, **9**, 132 (1961).
81. Шёстранд Н. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 68.
82. Keepin G. R. Pulsed Neutron Techniques, USAEC Report LAMS-2215. Los Alamos Scientific Laboratory, March, 1958.
83. Campbell E. C., Stelson P. H. Experiments with Pulsed Neutron Source, in Physics Division Semiannual Progress Report for Period Ending March 10, 1956, USAEC Report ORNL-2076, p. 37, Oak Ridge National Laboratory, 1956.
84. Campbell E. C., Stelson P. H. Oak Ridge National Laboratory Measurement of Thermal-neutron Relaxation Times in a Subcritical System, in Physics Division Semiannual Report for Period Ending. Sept. 10, 1956; USAEC Report ORNL-2204, p. 34; and Probability of Thermalizing Fission Neutrons in a Small $H_2O — U^{235}$ Subcritical System, in Physics Division Semiannual Progress Report for Period Ending. March 10, 1957; USAEC Report ORNL-2302, p. 29.
85. Borst L. B. Subcritical Reactor in a Pickle Barrel-NYU's Training Tool, Nucleonics, **14** (8), 66 (1956).
86. Simmons B. E., King J. S. A Pulsed Neutron Technique for Reactivity Determination, Nucl. Sci. and Engng, **3**, 595 (1958).
87. Fultz S. C. The Time-dependent Thermal Neutron Flux from a Pulsed Subcritical Assembly, Nucl. Sci. and Engng, **6**, 313 (1959).
88. Kolar O. C., Kloverstrom F. A. Pulsed Neutron Measu-

rement of Control Rod Worths, Nucl. Sci. and Engng, 10, 45, (1961).
89. Beyster J. R. et al. Measurement of Neutron Spectra in Water, Polyethylene and Zirconium Hydride, Nucl. Sci. and Engng, 9, 168 (1961).
90. Holzer F., Crouch M. F. Interpretation of Thermal Neutron Mean Lifetime Experiments, Nuclear Sci. and Engng, 6, 545 (1959).
91. Nelkin M. The Decay of a Thermalized Neutron Pulse, Nucl. Sci. and Engng, 7, 210 (1960).
92. Krieger T. J., Zweifel P. F. Theory of Pulsed Neutron Experiments in Multiplying Media, Nucl. Sci. and Engng, 5, 21, (1959).
93. Purohit S. N. Neutron Thermalization and Diffusion in Pulsed Media, Nucl. Sci. and Engng, 9, 157 (1961).
94. Crouch M. F. Experimental Measurement of the Slowing-down Time Distribution for Neutrons in Water, Nucl. Sci. and Engng, 2, 631 (1957).
95. Von Dardel G. F., Sjostrand N. G. Diffusion Measurements with Pulsed Neutron Sources, in Physics and Mathematics, Progress in Nuclear Energy, Ser. I, 2, p. 183. Pergamon Press. New York, 1958.
96. Hendrie J. M. Subcritical Assemblies in Reactor, in Proceedings of the 1958 Accelerator Conference, Cambridge, Mass., Oct., 14—16, 1958 (sponsored by the High Voltage Engineering Corp.), p. B-11.
97. Feiner F. et. al., Jr. Pile Oscillator Techniques and Error Analysis of Oscillator Measurements, USAEC Report KAPL-1703, Knolls Atomic Power Laboratory, Oct. 26, 1956.
98. Goldging G. Experiments with Ultra-Fast Pulse Technique, Nuclear Instr. & Methods, 11, 29 (1961).
99. Connor R. J. Millimicrosecond Pulsing, Nuclear Instr. & Methods, 11, 122 (1961).
100. Hughes D. J. Pile Neutron Research, p. 166, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1953.
101. Beckurts K. H. Reactor Physics Research with Pulsed Neutron Sources, Nuclear Instr. & Methods, 11, 144—168 (1961).
102. Burrill E. A., MacGregor. Using Accelerator Neutrons, Nucleonics, 18 (12), 65 (Dec., 1960).
103. Table of Neutron Sources-A Nucleonics Survey, Nucleonics, 18 (12), 66 (Dec., 1960).
104. Reifenschweiler O. Neutrons from Small Tubes. I. Phillips Tube: Continuous or Pulsed Operation, Nucleonics, 18 (12), 69 (Dec., 1960).
105. Frentrop A. H., Sherman H. Neutrons from Small Tubes. II. Schlumberger Tube:For Oil-well Logging, Nucleonics, 18 (12), 72 (Dec., 1960).
106. Carr B. J. Neutrons from Small Tubes. III. Kaman Tube: Three Different Ion Sources, Nucleonics, 18 (12), 75 (Dec., 1960).
107. Parsegian V. L. et al. Design, Construction and Operation of a Pulsed Subcritical Uranium Assembly for Educational Uses, USAEC NYO-9055, Rensselaer Polytechnic Institute, Dec. 31, 1959.
108. Cooper R. D., Cotton E. S. Science, 129, 1360 (1959).
109. Stehn J. F. Nucleonics, 18 (11), 186 (1960).
110. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross Sections,

USAEC Report BNL-325 (2nd ed.), Brookhaven National Laboratory, p. 216, July 1, 1958.
111. Segre E. Experimental Nuclear Physics, **11**, pp. 455—457; John Wiley & Sons, Inc., New York, 1953.
112. Price W. J. Nuclear Radiation Detection, p. 309, McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1958.
113. Goodman C. (Ed.). The Science and Engineering of Nuclear Power, pp. 220—221. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1947.
114. Allen W. D. Neutron Detection, p. 175 (Dec. 5.2.2.), Philosophical Library, Inc., New York, 1960.
115. Curtiss L. F. Introduction to Neutron Physics, Chap. VII, D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton. N. J., 1959.
116. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross Sections, USAEC Report BNL-325 (2nd ed.), Brookhaven National Laboratory, July 1, 1958.
117. Price B. T. et al. Radiation Shielding, pp. 185, 189. Pergamon Press. New York, 1957.
118. Oak Ridge School of Reactor Technology, Reactor Physics Laboratory Manual, p. 82. USAEC Report TID-5262, July, 1955.
119. Harrison J. R. Nuclear Reactor Shielding, p. 34. Simmons-Boardman Publishing Corp. New York, 1958.
120. Hughes D. J. Pile Neutron Research, pp. 30, 211, 369. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1953.
121. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, p. 118. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
122. Hughes D. J. Pile Neutron Research, p. 214, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1953.
123. De Juren J. A., Rosenwasser H. J. Research Natl Bur. Standards, **51** (4), 203 (1953).
124. Glasstone S. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
125. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, p. 126. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
126. The Reactor Handbook, **1**, Physics, p. 54. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1955; also issued as USAEC Report AECD-3645.
127. Etherington H. (Ed.). Nuclear Engineering Handbook, Sec. 6, p. 86, Table 13. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1958.
128. Rush J. H. Phys. Rev., **73**, 271 (1948).
129. Valente F. A., Sullivan R. E. Nucl. Sci. and Engng, **6**, 162 (1959).
130. Von Dardel G. F., Sjostrand N. G. Phys. Rev., **96**, 1245 (1954).
131. Argonne National Laboratory, Reactor Physics Constants, Table 2—10, p. 83. USAEC Report ANL-5800, March, 1958.
132. Hughes D. J., Schwartz R. B. Neutron Cross Sections, pp. 13, 22. USAEC Report BNL-325 (2nd ed.), Brookhaven National Laboratory, July 1, 1958.
133. Hughes D. J. Pile Neutron Research, p. 139, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1953.

134. Harris S. P. et al. Phys. Rev., 79, 11 (1950).
135. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, pp. 174, 181. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
136. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, p. 362. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
137. Hughes D. J. Pile Neutron Research, p. 123, Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Mass., 1953.
138. Experiment RP-1. Neutron Age, AEC-ASEE Nuclear Engineering Institute, BNL (1957); see also Ref. 29, p. 182.
139. Антонов А. В. и др. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 11.
140. Reier M. et el. Nucl. Sci. and Engng, 4, 1 (1958).
141. Wade J. W. Nucl. Sci. and Engng, 4, 12 (1958).
142. Sullivan R. E. The Age of Plutonium-Beryllium Neutrons in Light Water, M. S. thesis, Rensselear Polytechnic Institute, 1959.
143. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, Chap. VI, D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
144. Weinberg A. M., Wigner E. P. The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, Chap. XI, University of Chicago Press, 1958.
145. Flugge S. (Ed.). Encyclopedia of Physics, 38, Part 2, Springer-Verlag. Berlin, 1959; see article entitled «The Production and Slowing Down of Neutrons» by E. Amaldi, especially Sec. C., p. 211.
146. Etherington H. (Ed.). Nuclear Engineering Handbook, Sec. 12, p. 70. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1958.
147. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, paragraphs 5.97—5.113. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
148. Flugge S. (Ed.), Encyclopedia of Physics, 38, Part 2, Springer-Verlag, Berlin, 1959; see article entitled «The Production and Slowing Down of Neutrons» by E. Amaldi, Sec, 120, p. 545.,
149. Davison B. Neutron Transport Theory, paragraph 6.6., Oxford University Press. London, 1957.
150. Davis M. V., Hauser D. T. Nucleonics, 16 (3), 87 (1958).
151. Argonne National Laboratory, Reactor Physics Constants, USAEC Report ANL-5800, p. 24, March, 1958.
152. Littler D. J., Raffle J. F. An Introduction to Reactor Physics, pp. 135—137, Pergamon Press, Inc., New York, 1957; see also pp. 220-222 of Ref. 6.
153. Rensselaer Polytechnic Institute, Design, Construction and Operation of a Pulsed Subcritical Uranium Assembly for Educational Uses, USAEC Report NYO-9055, December, 1959.
154. Persson R. Nucleonics, 12 (10), 25 (1954).
155. Weinberg A. M., Wigner E. P. The Physical Theory of Neutron Cham Reactors, pp. 423—436, University of Chicago Press, 1958.
156. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, pp. 220—224, 281—289. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.

157. Barnes A. H. et al. The Exponential Experiments at Argonne National Laboratory, USAEC Report TID-5025, March, 1951.
158. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, Chaps. 7 and 9, especially pp. 281—289. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
159. Salmon G. Analytic Geometry of Three Dimensions, pp. 402—426, edition revised by R. A. P. Rogers, Longmans Green & Company. New York, 1914.
160. Sommerville D. M. Analytic Geometry of Three Dimensions, pp. 364—369. Cambridge University Press. New York, 1939.
161. Weatherburn C. E. Differential Geometry of Three Dimensions, pp. 68—70. Cambridge University Press. New York, 1955.
162. Etherington H. (Ed.). Nuclear Engineering Handbook, Sec. 8—1, p. 11. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1958.
163. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, pp. 339—344. D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
164. Liverhant S. E. Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics, Sec. 11.2, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1960.
165. Jonsson G. Paper on the Swedish Reactor Ri, in Proceedings of the Symposium on Reactor Operation, p. 145. European Atomic Energy Society. Stockholm, 1955.
166. Weinberg A. M., Wigner E. P. The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, Chap. 14, University of Chicago Press, 1958.
167. Syrett J. J. Nuclear Reactor Theory, pp. 41—45, Simmons-Boardman Publishing Company. New York, 1958.
168. Glasstone S., Edlund M. C. The Elements of Nuclear Reactor Theory, Chap. 8, especially Paragraphs 8.25-8.30, D. Van Nostrand Company, Inc., Princeton, N. J., 1956.
169. Weinberg A. M., Wigner E. P. The Physical Theory of Neutron Chain Reacords, Chap. 15, especially pp. 495—499. Unversity of Chicago Press, 1958.
170. Liverhant S. E. Elementary Introduction to Nuclear Reactor Physics, Sec. 9, 10 and Appendix C. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1960.
171. Bleuler E., Goldsmith G. J. Experimental Nucleonics, p. 144. Rinehart & Company, Inc., New York, 1956.
172. Von Dardel G. F. The Interaction of Neutrons with Matter Studied with a Pulsed Neutron Source, Trans. Roy. Inst. Technol. Stockholm, No. 75 (1954).
173. Meads R. E. et al. Proc. Phys. Soc. (London), **69A**, 469 (1956).
174. Collie C. A. et al. Proc. Phys. Soc. (London), **69A**, 464 (1956).
175. Meadows J. W., Whalen J. F. Nucl. Sci. and Engng, **9**, 132 (1961).
176. Downes K. Buckling of a Natural Uranium Light Water Moderated Lattice, USAEC Report BNL-2016, Brookhaven National Laboratory, August, 1954.
177. Каутс Г. и др. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955». Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1958, стр. 223.
178. Weinberg A., Wigner E. P. The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, p. 498, University of Chicago Press, 1958.
179. Rensselaer Polytechnic Institute, Design, Construction and Ope-

ration of a Pulsed Subcritical Uranium Assembly for Educational Uses, USAEC Report NYO-9055, December, 1959.
180. Selengut D. S. Diffusion Coefficients for Heterogeneous Systems, USAES Report HW-60220, p. 65. General Electric Company, April, 1959.
181. Etherington H. (Ed.). Nuclear Engineering Hondbook, Sec. 5—3, p. 119. McGraw-Hill Book Company, Inc., New York, 1958.
182. Weinberg A. M., Wigner E. P. The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, pp. 632—636. University of Chicago Press, 1958.
183. Weinberg A. M., Wigner E. P. The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, pp. 724—725. University of Chicago Press, 1958.

СОДЕРЖАНИЕ

Часть II

Эксперименты

ПРАКТИЧЕСКОЕ РУКОВОДСТВО ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКЕ РЕАКТОРОВ

Тематический план 1965 г. № 9

Редактор *Е. Н. Григорьев*

Переплет художника *П. Г. Абелина*

Техн. редактор *Н. А. Власова*

Корректор *Е. А. Беранже*

Сдано в набор 15.X 1964 г.
Подписано в печать 3.III 1965 г.
Бумага $84 \times 108^{1}/_{32}$. Физ. печ. л. 10,25
Привед. п. л. 17,11. Уч.-изд. л. 17,18.
Заказ изд. 1298. Тираж 2200 экз
Цена 1 р. 35 к.
Атомиздат, Москва, Центр, ул. Кирова, 18

Московская типография № 8 Главполиграфпрома Государственного комитета Совета Министров СССР по печати, Москва, Хохловский пер., 7. Зак. 1768.

Цена 1 р. 35 к.

